PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1904. Redaktionsschluss für No. 19 am 21. September 1904. 5. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Becquerel, Über die von der Strahlung radioaktiver Körper hervorgerufene sekundäre Strahlung. S. 561.

F. Paschen, Über die γ-Strahlen des Radiums. S. 563.

E. Dorn u. F. Wallstabe, Physiologische Wirkungen der Radium-Emanation. S. 568.

J. Hartmann, Über das Spektrum das Emaniumlichtes. S. 570.

H. Rebenstorff, Ein einfacher Apparat zur Untersuchung der Nebelbildung und über Anordnung der Nebelkerne bei der elektrischen Spitzenentladung. S. 571.

K. Przibram, Über die Funkenentladung in Flüssigkeiten. S. 575.

J. Zenneck, Bemerkung zu der Arbeit von Herrn G. Seibt „Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie". S. 575.

M. Abraham, Die Grundhypothesen der Elektronentheorie. S. 576.

L. W. Hartmann, Über die Wärmeabgabe glühender Fäden durch Leitung und Konvektion. S. 579.

Besprechungen:

A. Werner, Lehrbuch der Stereochemie. S. 584.

Berichtigung. S. 584.

Personalien. S. 584.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die von der Strahlung radioaktiver Körper hervorgerufene sekundäre Strahlung.

Von Henri Becquerel.[1])

Soeben lese ich in der letzten Nummer der Physikalischen Zeitschrift (S. 502) eine Mitteilung von Herrn F. Paschen: „Über eine von den Kathodenstrahlen des Radiums in Metallen erzeugte Sekundärstrahlung." Diese Arbeit scheint einige Versuche zu enthalten, welche beinahe identisch sind mit solchen, die ich vor mehreren Jahren publiziert habe. Herr Paschen scheint von diesen Versuchen keine Kenntnis gehabt zu haben, denn er hat sie nicht citiert und giebt ähnliche Resultate, wie ich sie erhalten hatte, als neue an.

Seit 1896, zwei Jahre bevor vom Radium die Rede war, habe ich Sekundäreffekte beobachtet, die von den β-Strahlen des Urans hervorgebracht waren. Im Verlauf meiner weiteren Untersuchungen bin ich des öfteren auf die sekundären Erscheinungen zurückgekommen, namentlich in folgenden Publikationen aus den Comptes Rendus de l'Académie des Sciences: Band 128 S. 774 (27. März 1899), Band 130 S. 981 (9. April 1900); Über die sekundäre Radioaktivität der Metalle Band 132 S. 371 (18. Februar 1901); Über die sekundäre Radioaktivität Band 132 S. 734 (27. März 1901); Über die magnetische Zerlegung der Strahlung des Radiums und über die von dieser Strahlung hervorgerufene sekundäre Strahlung, Band 132 S. 1286 (3. Juni 1901); Über die Polonium-Strahlung und die von dieser hervorgerufene sekundäre Strahlung, Band 136 S. 977 (27. April 1903).

Schon die Titel zeigen, dass die behandelten Fragen auch die von Herrn Paschen wieder aufgenommenen umfassen. Verschiedene photographische Aufnahmen, welche die erhaltenen Resultate deutlich zeigen, sind mit dem Text eines vor der Royal Institution in London am 7. März 1902 gehaltenen Vortrages wiedergegeben, und der Gegenstand ist ferner in einer ausgedehnten Monographie behandelt worden, welche unter dem Titel: „Untersuchungen über eine neue Eigenschaft der Materie, strahlende Aktivität oder Radioaktivität der Materie", den 41. Band der Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de France bildet und im Oktober 1903 erschienen ist.

Diese Abhandlung enthält zahlreiche photographische Darstellungen, von welchen ich Ihnen beiliegend einige schicke mit der Bitte, sie in der Physikalischen Zeitschrift zu veröffentlichen und so zur Kenntnis Ihrer Leser zu bringen.

Ich habe übrigens auch Gelegenheit gehabt, die Mehrzahl dieser Photographien zahlreichen Gelehrten zu zeigen sowohl in Frankreich wie in England, in Rotterdam, Berlin und Stockholm.

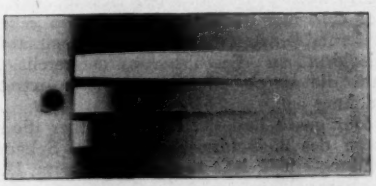


Fig. 1.

Figur 1, am 8. März 1900 aufgenommen, stellt die in einem Magnetfeld von ungefähr 2000 C.G.S.-Einheiten durch β-Strahlen des Radiums erhaltenen Einwirkungen dar und zwar unter Streifen von schwarzem Papier, Aluminium

[1]) Brief an die Redaktion dieser Zeitschrift vom 16. August 1904.

(Dicke 0,10 mm) und Platin (Dicke 0,03 mm). Die erhaltenen Einwirkungen, welche gewissermassen Absorptionsspektra darstellen, sind hervorgebracht durch die auf der Austrittsfläche der Streifen hervorgerufenen Sekundärstrahlen, die ihrerseits erzeugt werden durch die einfallenden Strahlen, deren obere und untere Ablenkungsgrenze je nach der Natur der durchsetzten Körper verschieden ist. (Siehe Mémoires de l'Acad. des Sc. **41**, 169, 209).

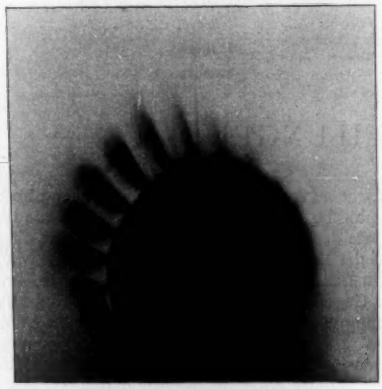


Fig. 2.

Figur 2 ist eine der instruktivsten. Sie wurde in einem Magnetfeld von ungefähr 859 C.G.S.-Einheiten erhalten, indem ein lineares Bündel von β- und γ-Strahlen des Radiums auf einer photographischen Platte, welche das Strahlenbündel normal zum Magnetfeld durchsetzte, aufgenommen worde. In einem aus einer Bleifolie gebildeten cylindrischen Schirm waren Öffnungen angebracht, durch welche das, was ich als reine Spektra bezeichnet habe, hindurchgelassen wurde.

Ein zweiter cylindrischer Schirm, der aus einer 0,10 mm dicken Aluminiumfolie gebildet wurde und konzentrisch zu dem eingeschnittenen Bleischirm um diesen herum aufgestellt war, nahm die durch die Öffnungen ausgetretene Strahlung auf.

Der ganze Teil der Platte, welcher die vom Innern des Bleischirms ausgesandte Sekundärstrahlung erhält, ist sehr stark geschwärzt. Durch die oberen Öffnungen hindurch treten die γ-Strahlen ohne Ablenkung aus. Zwischen diesen und den am wenigsten ablenkbaren β-Strahlen tritt eine Diskontinuität auf, auf welche ich schon seit langer Zeit aufmerksam gemacht habe. Die am wenigsten ablenkbaren β-Strahlen, deren Verlauf in einem Magnetfeld von 1000 C.G.S.-Einheiten einen Krümmungsradius von ungefähr 10 cm hat (fast das Doppelte von demjenigen der am wenigsten ablenkbaren Strahlen, auf welche sich die Messungen von Herrn Kaufmann beziehen) besitzen ausserordentliche Durchdringungsfähigkeit, und diese Eigenschaft hat zu Verwechselungen mit den γ-Strahlen Anlass gegeben. Die verschiedenen β-Strahlen durchdringen ungleich gut die Aluminiumfolie. Der Verlauf dieser letzteren bildet sich in der einen Region durch eine weisse, in der anderen durch eine schwarze Linie ab. Die am wenigsten ablenkbaren β-Strahlen passieren die Aluminiumfolie ungeändert und ohne dass auch nur eine Andeutung eines sekundären Phänomens auftritt. In dem Maasse, in welchem die β-Strahlen ablenkbarer werden, bringen sie bei ihrem Austritt aus der Folie eine immer intensivere Verstärkung der Einwirkung hervor. Diese hebt sich namentlich in dem stärker abgelenkten Gebiete jedes Teilspektrums deutlich ab. Die Strahlen, welche die Platte durchsetzen, sind geschwächt und rufen bei ihrem Austritt eine intensive Sekundärstrahlung hervor, welche ihre photographische Wirkung verstärkt.

Beispielsweise ist von dem zweiten und namentlich dem dritten Spektrum links an die von der sekundären Strahlung erzeugte Einwirkung intensiver als die durch die einfallende Strahlung hervorgebrachte. Von dem fünften Spektrum an sieht man gerade an der Berührungstelle der Austrittsfläche eine noch stärkere Wirkung auftreten, welche sich nur sehr wenig über den äusseren Umriss des Aluminiumschirmes hinaus erstreckt. Bei dem folgenden Spektrum bringt nur ein Teil derselben eine Sekundärstrahlung auf der Austrittsseite hervor, von dieser Grenze an hört die Folie auf, sich hell abzuzeichnen; diejenigen Strahlen, welche die photographische Platte an der Berührungsstelle der Aluminiumfolie erreichen, rufen Sekundärstrahlen hervor, die an Ort und Stelle absorbiert werden und den Querschnitt der Aluminiumfolie schwarz markieren. Bei dem achten Spektrum findet man abermals an dem weniger abgelenkten Rande eine Andeutung von Sekundärstrahlenbildung auf der Aussenseite, alle übrigen leichter ablenkbaren β-Strahlen rufen auf der Einfallsfläche intensive Sekundärstrahlen hervor, in deren Einwirkung auf die photographische Platte diejenige der einfallenden Strahlen zu verschwinden scheint.

Durch die Öffnungen rechts sieht man schliesslich noch sehr schwache Strahlenbündel austreten, die von den Sekundärstrahlen des Bleis herzurühren und in demselben Sinne wie die β-Strahlen von dem Magnetfeld abgelenkt zu sein scheinen. Die Ablenkbarkeit dieser Sekundärstrahlen wurde durch andere Versuche nachgewiesen. (Siehe Mémoires de l'Acad. des Sc. **41**, 207, 218).

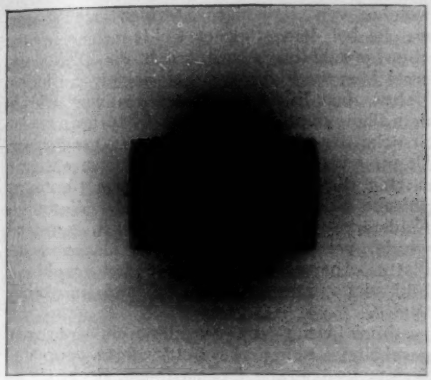


Fig. 3.

Figur 3 wurde am 14. Februar 1901 erhalten, indem auf eine in schwarzes Papier eingewickelte photographische Platte ein kleiner Bleiblock von $7\,^1/_2$ mm Dicke gelegt wurde, auf dessen obere Fläche eine lineare Strahlungsquelle gebildet wurde, die aus einigen in einer kleinen Rille angeordneten Körnchen von Radiumchlorid bestand. Die gesamte untere Fläche des Blocks erscheint abgebildet durch die Wirkung der an dieser Fläche durch die durchdringende Strahlung des Radiums hervorgerufenen Sekundärstrahlung. Der durch diese dicke Bleischicht hindurchgelassene und filtrierte Anteil der Strahlung gestattete die Ausführung zahlreicher interessanter Versuche. Diese sehr durchdringenden Strahlen wirken nicht direkt auf eine photographische Platte ein, aber man kann sie auffangen durch eine absorbierende Schicht, welche sie teilweise anhält und an welcher sie sekundäre Erscheinungen hervorrufen, die ihre Gegenwart verraten. Die Einschaltung absorbierender Körper, welche an Stelle der durchdringenden Strahlung eine Sekundärstrahlung liefert, kann verglichen werden mit der Einschaltung eines Fluoreszenzschirmes in den Gang unsichtbarer fluoreszenzerregender Strahlen; der Schirm zeigt ihre Gegenwart an, indem er an ihrer Stelle sichtbare Strahlen liefert. (Siehe Mémoires de l'Acad. d. Sc. **41**, 216 u. f).

Figur 4 wurde am 23. November 1903 erhalten und ist eine Wiederholung eines Versuchs, der auf Seite 213 der oben genannten Monographie erwähnt ist. Dieser Versuch besteht darin, dass ein geradliniges Strahlenbündel isoliert wird, das durch zwei aufeinanderfolgende Spalten in Bleifolien abgegrenzt wird, und dass man über dieses Strahlenbündel das von dem Radiumsalz ausgesandte Licht superponiert. Das Strahlenbündel trifft unter einem grossen Einfallswinkel eine photographische Platte. Bringt

Fig. 4.

man das Ganze in ein Magnetfeld von passender Stärke, so werden alle β-Strahlen von dem äusseren Spalt abgelenkt, und, wenn man die α-Strahlen durch eine dünne Glasplatte zurückgehalten hat, so bilden die γ-Strahlen und die sichtbaren Strahlen allein das geradlinige Strahlenbündel. Dieses trifft nun ein Quarzprisma von 60^0; die Lichtstrahlen werden gebrochen, wie die Figur zeigt, während die γ-Strahlen das Prisma ohne Ablenkung durchsetzen. Der Eintritt und Austritt des Strahlenbündels im Prisma sowie dessen Flächen sind der Sitz sekundärer Erscheinungen, die ihre Stellung markieren. Andere Versuche (l. c. S. 225) haben gezeigt, dass die nicht ablenkbaren Strahlen auf Glas sekundäre Effekte erregen, die wahrscheinlich bei allen photographischen Aufnahmen mit diesen Strahlen eine Rolle spielen.

Ich beschränke mich darauf, diese wenigen Versuche zu citieren, indem ich zur Vervollständigung auf meine Monographie hinweise. Hoffentlich genügen dieselben, um zu zeigen, welches der Stand der Frage, deren Studium Herr Paschen wieder aufgenommen hat, seit mehr als einem Jahre ist.

(Aus dem Französischen übersetzt von M. Bose.)

(Eingegangen 19. August 1904.)

Über die γ-Strahlen des Radiums.

Von F. Paschen.

Als γ-Strahlen sind von Hrn. Rutherford diejenigen Strahlen des Radiums bezeichnet,

welche von Hrn. Villard[1]) entdeckt sind. Ihr Kennzeichen ist eine grosse Durchdringlichkeit und, wie es scheint, fehlende magnetische und elektrische Ablenkung. Während man bisher allgemein annahm, dass diese Strahlen von der Art der Kontgenstrahlen seien, konnte ich nachweisen, dass sie eine negative Ladung mit sich führen. Sie sind daher als Kathodenstrahlen anzusehen. Diesen Nachweis habe ich entsprechend den Kennzeichen der γ-Strahlen so geführt: Erstens[2]) liessen die Strahlen, welche mit dickem Blei umgebenes Radium noch in den Raum sendet, den von ihnen verlassenen Leiter positiv geladen zurück. Es musste also negative Elektrizität mit den γ-Strahlen entwichen sein. Diese negative Elektrizität kann man auch direkt nachweisen mit einer Anordnung, welche von mir in dieser Zeitschr. 5, 160, 1904 beschrieben ist, wenn man das innere isolierte Radium in eine Bleibüchse steckt und den äusseren isolierten Bleimantel dicker wählt. Der Mantel lädt sich dann negativ auf.

Diese letzte Anordnung wählte ich zweitens[3]), um zu beweisen, dass die magnetisch nicht abgelenkten Strahlen des Radiums (zweites Kennzeichen der γ-Strahlen) Kathodenstrahlen sind. Durch ein allmählich verstärktes Magnetfeld lenkte ich nach und nach alle ablenkbaren β-Strahlen des Radiums von einem solchen Bleimantel fort und behielt dann doch eine Menge Strahlen übrig, welche negative Elektrizität an den Bleimantel abgaben. Diese mussten also Kathodenstrahlen sein. Es waren ungefähr ebensoviele Quanten, wie diejenigen, welche bei den Absorptionsversuchen durch einen kleinen Absorptionskoeffizienten charakterisiert sind und daher wohl dieselben.

Man könnte nun meinen, dass diese Strahlen bei stärkeren Feldern nach und nach ebenfalls abgelenkt würden. Allein dagegen spricht schon der, wie es scheint, konstante Absorptionskoeffizient dieser Strahlen für Blei, und ferner zeigt der Versuch, dass dies keineswegs der Fall ist. Um dies zu erforschen, habe ich ein magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen erzeugt, indem ich sie ein Magnetfeld durchsetzen liess, welches 6 cm lang war und bis auf 30000 C. G. S. für eine Versuchsdauer von 24 Stunden verstärkt werden konnte. Die aus dem Magnetfeld herausgetretenen Strahlen trafen eine photographische Platte. Das Radium steckte in einem dicken Bleiblock und sandte durch eine Bohrung von 1 mm Weite eines zweiten ca. 6 cm langen Bleiblocks den Kathodenstrahl ins Magnetfeld.

Bei einer Feldstärke von 1000 C. G. S. erschien ohne Ablenkung ein Bild der Bleibohrung, welches von denjenigen Strahlen erzeugt war, welche bei dem stärksten Felde meiner zweiten oben erwähnten Arbeit noch die Bleikalotte erreichten und diese dabei negativ aufluden. Neben dem Bilde der γ-Strahlen war wie in den Photographien des Hrn. Kaufmann eine Strecke der Platte nur sehr wenig geschwärzt. Dann, 3 cm vom Fleck der γ-Strahlen entfernt, setzten die β-Strahlen ein, kräftige photographische Schwärzung hervorrufend. Wenn die Feldstärke bis auf 30000 C. G. S. vermehrt wurde, verschwanden alle β-Strahlen von der Platte. Aber das unabgelenkte photographische Bild der γ-Strahlen änderte sich in keiner Weise.

Auch wenn die Strahlen ein entgegengeschaltetes elektrisches Feld von ca. 7000 Volt Spannungsdifferenz durchstrichen, bevor sie ins Magnetfeld traten, änderte sich ihr unabgelenktes Bild nicht. Ich exponierte erst mit einem Felde von 1000 Einheiten, dann eine zweite Platte in einem Felde von 30000 Einheiten. Dieses Feld wurde nach der halben Expositionsdauer kommutiert. Die Expositionszeit war so bemessen, dass sie als ganze eine eben genügende Schwärzung hervorbrachte, als halbe aber weniger als die Hälfte der Schwärzung. Eine dritte Platte wurde exponiert bei Gegenschaltung von ca. 7000 Volt und Kommutierung des Magnetfeldes von 30000 C. G. S. nach der Hälfte der Expositionszeit. Alle drei Expositionszeiten waren gleich. Alle drei Platten waren aus derselben Trockenplatte herausgeschnitten und wurden in demselben Bade entwickelt. Alle drei Bilder glichen einander in Grösse und Schwärzung bis ins kleinste. Durch diese Versuche ergab sich, dass beim Felde $H = 30000$ C. G. S. der Krümmungsradius der Kreisbahn r grösser sein muss als 1000 cm, also $r \cdot H = v_0/e/m$ grösser sein musste als 3×10^7, also, falls $v_0 = 3 \times 10^{10}$ cm/sec angenommen wird, e/m kleiner sein musste als 1000, während diese Grösse bei den β-Strahlen 10^7 beträgt.

Eine andere Anordnung war folgende: Unmittelbar unter den Polschuhen war ein Platindraht parallel mit den Magnetkraftlinien befestigt. 6 cm darunter lag die photographische Platte. Unmittelbar über ihr befand sich ein zweiter Platindraht mit dem oberen starr verbunden und diesem parallel. Das Radium strahlte aus einer Bleibohrung von 2,5 mm Weite in einem Bleiklotz und befand sich etwa 3 cm über den Polschuhen. Durch die nicht abgelenkten Strahlen des Radiums wurden die Schatten beider Drähte nebeneinander abgebildet. Diese Strahlen durchliefen dabei das Magnetfeld. Die ablenkbaren Strahlen hatten sämtlich so kleine Kreisradien, dass sie die Platte nicht erreichten. Ich machte eine Aufnahme bei einer und eine zweite gleichlange bei kommutierter Richtung des Magnetfeldes.

1) P. Villard, Comptes rend. 1900, 1010.
2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 164, 1904.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 389, 1904.

Waren die γ-Strahlen ablenkbar, so musste der Schatten des oberen Platindrahtes einmal dem des unteren genähert und bei der anderen Aufnahme von ihm entfernt sein. Die Ausmessung der Drahtbilder geschah auf einem Komparator, dessen eines Mikroskop durch ein Wannersches Pyro-Photometer ersetzt war. Durch eine spaltförmige Blende wurde die Schwärzung schmaler Streifen der Platte parallel den Drahtbildern gemessen. So konnte man die Mitten der Drahtschatten, von denen der eine wegen der grösseren Entfernung (6 cm) von der Platte unschärfer war, bis auf 0,05 mm genau finden. Hier zeigte sich nun zwar in allen Aufnahmen eine kleine Verschiebung der Drahtbilder gegeneinander, und zwar in dem Sinne, dass die Strahlen negative Ladung führen, doch liegt die Grösse der Verschiebung innerhalb der Versuchsfehler. Sie beträgt nämlich stets 0,1 mm. Nimmt man also dies als höchstmögliche Ablenkung an, so folgt für $H = 30000$ C. G. S. $r = 4000$ cm, oder für $v_0/e/m = rH$ die untere Grenze $1{,}2 \times 10^8$. e/m musste also kleiner sein als 250.

Inzwischen fand ich [1]), dass die γ-Strahlen starke sekundäre Effekte in Metallen erzeugen, welche die photographische Platte kräftig schwärzen. Ausserdem zeigte sich bei den zuletzt beschriebenen Versuchen, dass diese Strahlen bei sehr schräger Incidenz an den Stirnflächen des Elektromagnets (Eisen) stark reflektiert werden. Ich habe daher die zuletzt beschriebenen Versuche der Drahtbilder wiederholt, indem das Radium im Innern einer weiten mit Holz gefüllten Bleibüchse mit dicken Wänden sass und indem dicke Platinblenden hauptsächlich die Strahlen zur Abbildung kommen liessen, welche auf ihrem Wege kein anderes Metall trafen, als die Kanten dieser Blenden. Ausserdem wurde auf die photographische Schicht ein Platinblech von 10 μ Dicke gelegt, welches die Strahlen vor der Schicht durchdringen mussten. Die Bilder sind daher durch diejenigen Strahlen erzeugt, welche am stärksten den sekundären Effekt zeigen. Das sind aber wahrscheinlich gerade die Kathodenstrahlen grösster Geschwindigkeit. Das Resultat blieb das gleiche.

Ich halte es für wünschenswert, noch magnetische Ablenkungsversuche derart zu machen, dass die Strahlen direkt durch ihre negative Ladung, nicht aber durch photographische Wirkungen wahrgenommen werden. Es scheint mir allerdings nicht wahrscheinlich, dass das Resultat dabei ein anderes wird. Dies Resultat lautet: die γ-Strahlen sind mit den uns zur Verfügung stehenden magnetischen Kräften nicht ablenkbar. Bei $H = 30000$ C. G. S. muss r grösser als 40 m sein, $rH > 1{,}2 \times 10^8$. e/m kann höchstens 250 betragen, falls $v_0 = 3 \times 10^{10}$ *cm/sec* ist und unter der Voraussetzung der bisherigen Annahmen (von H. A. Lorentz).

Man könnte nun die Theorien heranziehen, um die Annäherung der Geschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit auszurechnen. Abrahams Theorie z. B. würde ergeben, dass die Geschwindigkeit mindestens bis auf 10^{-40000} an die Lichtgeschwindigkeit herankommt, wenn diese Theorie für solche Geschwindigkeiten noch gültig wäre. Da dies aber keineswegs mehr der Fall ist, so will ich diese Frage den Herren Theoretikern völlig überlassen und statt dessen eine andere Folgerung besprechen:

Falls e/m so klein, m also mindestens ca. 40000 mal grösser wäre als bei den β-Strahlen, muss die Energie eines γ-Strahl-Elektrons eine sehr grosse sein. Hierfür findet sich bereits ein Beweis in der Litteratur, auf den mich Herr C. Runge [1]) aufmerksam gemacht hat:

Mme. S. Curie schreibt S. 101 in ihren Recherches, Paris 1901, dass die Wärmeentwicklung des Radiums im Bunsenschen Eiskalorimeter um ungefähr 4 Proz. steigt (also pro Gramm und Stunde für reines Radium um 4 Kalorien), wenn das Radium mit 2 mm dickem Blei umgeben wird.

Nun absorbieren die Wände eines mittleren Eiskalorimeters ungefähr so wie 2 mm Blei. Die gemessenen ca. 4 Kal./Stunde entsprechen also der Energie derjenigen Quanten, welche in weiteren 2 mm Blei zurückgehalten werden. Die Anzahl dieser Quanten sind nach meiner ersten Arbeit ungefähr berechenbar. Sie bestehen hauptsächlich aus γ-Strahlen und betragen ungefähr $^1/_7$ aller vorhandenen γ-Strahlen. Alle vorhandenen γ-Strahlen von 1 g reinem Radium würden danach pro Stunde ungefähr eine Energie von $4 \times 7 = 28$ g-Kal. liefern können, wenn sie in Blei absorbiert werden.

Diese Notiz und ihre notwendige Konsequenz veranlasste mich, die Energie der γ-Strahlen, soweit es möglich ist, in Blei zu absorbieren, dort in Wärme verwandeln zu lassen und sie so nach Gr.-Kal. zu messen.

50 mg reinstes Radiumbromid von Buchler & Co. sind eingeschmolzen in einem Glasröhrchen von 17 mm Länge und 0,3 mm Wandstärke und durch einen die Glaswand durchsetzenden Platindraht elektrisch abgeleitet.

Um zunächst die bereits bekannte Wärmeentwickelung an diesem Präparate zu messen, wurde ein kleines schmales Eiskalorimeter in das weite Gefäss eines grossen Eiskalorimeters gesetzt. Beide Kalorimeter waren mit dem gleichen destillierten Wasser gefüllt. Das bei Wärmezufuhr eingesaugte Quecksilber wurde

1) Diese Zeitschr. **5**, 502, 1904.

1) Ich deute die Thatsache hier etwas anders, als Hr. Runge mir schrieb, hoffe aber, dass er mit dieser Deutung einverstanden sein wird.

welche von Hrn. Villard[1]) entdeckt sind. Ihr Kennzeichen ist eine grosse Durchdringlichkeit und, wie es scheint, fehlende magnetische und elektrische Ablenkung. Während man bisher allgemein annahm, dass diese Strahlen von der Art der Röntgenstrahlen seien, konnte ich nachweisen, dass sie eine negative Ladung mit sich führen. Sie sind daher als Kathodenstrahlen anzusehen. Diesen Nachweis habe ich entsprechend den Kennzeichen der γ-Strahlen so geführt: Erstens[2]) liessen die Strahlen, welche mit dickem Blei umgebenes Radium noch in den Raum sendet, den von ihnen verlassenen Leiter positiv geladen zurück. Es musste also negative Elektrizität mit den γ-Strahlen entwichen sein. Diese negative Elektrizität kann man auch direkt nachweisen mit einer Anordnung, welche von mir in dieser Zeitschr. 5, 160, 1904 beschrieben ist, wenn man das innere isolierte Radium in eine Bleibüchse steckt und den äusseren isolierten Bleimantel dicker wählt. Der Mantel lädt sich dann negativ auf.

Diese letzte Anordnung wählte ich zweitens[3]), um zu beweisen, dass die magnetisch nicht abgelenkten Strahlen des Radiums (zweites Kennzeichen der γ-Strahlen) Kathodenstrahlen sind. Durch ein allmählich verstärktes Magnetfeld lenkte ich nach und nach alle ablenkbaren β-Strahlen des Radiums von einem solchen Bleimantel fort und behielt dann doch eine Menge Strahlen übrig, welche negative Elektrizität an den Bleimantel abgaben. Diese mussten also Kathodenstrahlen sein. Es waren ungefähr ebensoviele Quanten, wie diejenigen, welche bei den Absorptionsversuchen durch einen kleinen Absorptionskoeffizienten charakterisiert sind und daher wohl dieselben.

Man könnte nun meinen, dass diese Strahlen bei stärkeren Feldern nach und nach ebenfalls abgelenkt würden. Allein dagegen spricht schon der, wie es scheint, konstante Absorptionskoeffizient dieser Strahlen für Blei, und ferner zeigt der Versuch, dass dies keineswegs der Fall ist. Um dies zu erforschen, habe ich ein magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen erzeugt, indem ich sie ein Magnetfeld durchsetzen liess, welches 6 cm lang war und bis auf 30000 C. G. S. für eine Versuchsdauer von 24 Stunden verstärkt werden konnte. Die aus dem Magnetfeld herausgetretenen Strahlen trafen eine photographische Platte. Das Radium steckte in einem dicken Bleiblock und sandte durch eine Bohrung von 1 mm Weite eines zweiten ca. 6 cm langen Bleiblocks den Kathodenstrahl ins Magnetfeld.

Bei einer Feldstärke von 1000 C. G. S. erschien ohne Ablenkung ein Bild der Bleibohrung, welches von denjenigen Strahlen erzeugt war, welche bei dem stärksten Felde meiner zweiten oben erwähnten Arbeit noch die Bleikalotte erreichten und diese dabei negativ aufluden. Neben dem Bilde der γ-Strahlen war wie in den Photographien des Hrn. Kaufmann eine Strecke der Platte nur sehr wenig geschwärzt. Dann, 3 cm vom Fleck der γ-Strahlen entfernt, setzten die β-Strahlen ein, kräftige photographische Schwärzung hervorrufend. Wenn die Feldstärke bis auf 30000 C. G. S. vermehrt wurde, verschwanden alle β-Strahlen von der Platte. Aber das unabgelenkte photographische Bild der γ-Strahlen änderte sich in keiner Weise.

Auch wenn die Strahlen ein entgegengeschaltetes elektrisches Feld von ca. 7000 Volt Spannungsdifferenz durchstrichen, bevor sie ins Magnetfeld traten, änderte sich ihr unabgelenktes Bild nicht. Ich exponierte erst mit einem Felde von 1000 Einheiten, dann eine zweite Platte in einem Felde von 30000 Einheiten. Dieses Feld wurde nach der halben Expositionsdauer kommutiert. Die Expositionszeit war so bemessen, dass sie als ganze eine eben genügende Schwärzung hervorbrachte, als halbe aber weniger als die Hälfte der Schwärzung. Eine dritte Platte wurde exponiert bei Gegenschaltung von ca. 7000 Volt und Kommutierung des Magnetfeldes von 30000 C. G. S. nach der Hälfte der Expositionszeit. Alle drei Expositionszeiten waren gleich. Alle drei Platten waren aus derselben Trockenplatte herausgeschnitten und wurden in demselben Bade entwickelt. Alle drei Bilder glichen einander in Grösse und Schwärzung bis ins kleinste. Durch diese Versuche ergab sich, dass beim Felde $H = 30000$ C. G. S. der Krümmungsradius der Kreisbahn r grösser sein muss als 1000 cm, also $r \cdot H = v_0/e/m$ grösser sein musste als 3×10^7, also, falls $v_0 = 3 \times 10^{10}$ *cm/sec* angenommen wird, e/m kleiner sein musste als 1000, während diese Grösse bei den β-Strahlen 10^7 beträgt.

Eine andere Anordnung war folgende: Unmittelbar unter den Polschuhen war ein Platindraht parallel mit den Magnetkraftlinien befestigt. 6 cm darunter lag die photographische Platte. Unmittelbar über ihr befand sich ein zweiter Platindraht mit dem oberen starr verbunden und diesem parallel. Das Radium strahlte aus einer Bleibohrung von 2,5 mm Weite in einem Bleiklotz und befand sich etwa 3 cm über den Polschuhen. Durch die nicht abgelenkten Strahlen des Radiums wurden die Schatten beider Drähte nebeneinander abgebildet. Diese Strahlen durchliefen dabei das Magnetfeld. Die ablenkbaren Strahlen hatten sämtlich so kleine Kreisradien, dass sie die Platte nicht erreichten. Ich machte eine Aufnahme bei einer und eine zweite gleichlange bei kommutierter Richtung des Magnetfeldes.

1) P. Villard, Comptes rend. 1900, 1010.
2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 164, 1904.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. 14, 389, 1904.

Waren die γ-Strahlen ablenkbar, so musste der Schatten des oberen Platindrahtes einmal dem des unteren genähert und bei der anderen Aufnahme von ihm entfernt sein. Die Ausmessung der Drahtbilder geschah auf einem Komparator, dessen eines Mikroskop durch ein Wannersches Pyro-Photometer ersetzt war. Durch eine spaltförmige Blende wurde die Schwärzung schmaler Streifen der Platte parallel den Drahtbildern gemessen. So konnte man die Mitten der Drahtschatten, von denen der eine wegen der grösseren Entfernung (6 cm) von der Platte unschärfer war, bis auf 0,05 mm genau finden. Hier zeigte sich nun zwar in allen Aufnahmen eine kleine Verschiebung der Drahtbilder gegeneinander, und zwar in dem Sinne, dass die Strahlen negative Ladung führen, doch liegt die Grösse der Verschiebung innerhalb der Versuchsfehler. Sie beträgt nämlich stets 0,1 mm. Nimmt man also dies als höchstmögliche Ablenkung an, so folgt für $H = 30000$ C. G. S. $r = 4000$ cm, oder für $v_0/e/m = rH$ die untere Grenze $1{,}2 \times 10^8$. e/m musste also kleiner sein als 250.

Inzwischen fand ich[1]), dass die γ-Strahlen starke sekundäre Effekte in Metallen erzeugen, welche die photographische Platte kräftig schwärzen. Ausserdem zeigte sich bei den zuletzt beschriebenen Versuchen, dass diese Strahlen bei sehr schräger Incidenz an den Stirnflächen des Elektromagnets (Eisen) stark reflektiert werden. Ich habe daher die zuletzt beschriebenen Versuche der Drahtbilder wiederholt, indem das Radium im Innern einer weiten mit Holz gefüllten Bleibüchse mit dicken Wänden sass und indem dicke Platinblenden hauptsächlich die Strahlen zur Abbildung kommen liessen, welche auf ihrem Wege kein anderes Metall trafen, als die Kanten dieser Blenden. Ausserdem wurde auf die photographische Schicht ein Platinblech von 10 μ Dicke gelegt, welches die Strahlen vor der Schicht durchdringen mussten. Die Bilder sind daher durch diejenigen Strahlen erzeugt, welche am stärksten den sekundären Effekt zeigen. Das sind aber wahrscheinlich gerade die Kathodenstrahlen grösster Geschwindigkeit. Das Resultat blieb das gleiche.

Ich halte es für wünschenswert, noch magnetische Ablenkungsversuche derart zu machen, dass die Strahlen direkt durch ihre negative Ladung, nicht aber durch photographische Wirkungen wahrgenommen werden. Es scheint mir allerdings nicht wahrscheinlich, dass das Resultat dabei ein anderes wird. Dies Resultat lautet: die γ-Strahlen sind mit den uns zur Verfügung stehenden magnetischen Kräften nicht ablenkbar. Bei $H = 30000$ C. G. S. muss r grösser als 40 m sein, $rH > 1{,}2 \times 10^8$. e/m kann höchstens 250 betragen, falls $v_0 = 3 \times 10^{10}$ *cm/sec* ist und unter der Voraussetzung der bisherigen Annahmen (von H. A. Lorentz).

Man könnte nun die Theorien heranziehen, um die Annäherung der Geschwindigkeit an die Lichtgeschwindigkeit auszurechnen. Abrahams Theorie z. B. würde ergeben, dass die Geschwindigkeit mindestens bis auf 10^{-40000} an die Lichtgeschwindigkeit herankommt, wenn diese Theorie für solche Geschwindigkeiten noch gültig wäre. Da dies aber keineswegs mehr der Fall ist, so will ich diese Frage den Herren Theoretikern völlig überlassen und statt dessen eine andere Folgerung besprechen:

Falls e/m so klein, m also mindestens ca. 40000 mal grösser wäre als bei den β-Strahlen, muss die Energie eines γ-Strahl-Elektrons eine sehr grosse sein. Hierfür findet sich bereits ein Beweis in der Litteratur, auf den mich Herr C. Runge[1]) aufmerksam gemacht hat:

Mme. S. Curie schreibt S. 101 in ihren Recherches, Paris 1901, dass die Wärmeentwicklung des Radiums im Bunsenschen Eiskalorimeter um ungefähr 4 Proz. steigt (also pro Gramm und Stunde für reines Radium um 4 Kalorien), wenn das Radium mit 2 mm dickem Blei umgeben wird.

Nun absorbieren die Wände eines mittleren Eiskalorimeters ungefähr so wie 2 mm Blei. Die gemessenen ca. 4 Kal./Stunde entsprechen also der Energie derjenigen Quanten, welche in weiteren 2 mm Blei zurückgehalten werden. Die Anzahl dieser Quanten sind nach meiner ersten Arbeit ungefähr berechenbar. Sie bestehen hauptsächlich aus γ-Strahlen und betragen ungefähr $^1/_7$ aller vorhandenen γ-Strahlen. Alle vorhandenen γ-Strahlen von 1 g reinem Radium würden danach pro Stunde ungefähr eine Energie von $4 \times 7 = 28$ g-Kal. liefern können, wenn sie in Blei absorbiert werden.

Diese Notiz und ihre notwendige Konsequenz veranlasste mich, die Energie der γ-Strahlen, soweit es möglich ist, in Blei zu absorbieren, dort in Wärme verwandeln zu lassen und sie so nach Gr.-Kal. zu messen.

50 mg reinstes Radiumbromid von Buchler & Co. sind eingeschmolzen in einem Glasröhrchen von 17 mm Länge und 0,3 mm Wandstärke und durch einen die Glaswand durchsetzenden Platindraht elektrisch abgeleitet.

Um zunächst die bereits bekannte Wärmeentwickelung an diesem Präparate zu messen, wurde ein kleines schmales Eiskalorimeter in das weite Gefäss eines grossen Eiskalorimeters gesetzt. Beide Kalorimeter waren mit dem gleichen destillierten Wasser gefüllt. Das bei Wärmezufuhr eingesaugte Quecksilber wurde

1) Diese Zeitschr. **5**, 502, 1904.

1) Ich deute die Thatsache hier etwas anders, als Hr. Runge mir schrieb, hoffe aber, dass er mit dieser Deutung einverstanden sein wird.

durch Wägung bestimmt. 4 Versuche ergaben pro Stunde die eingesaugte Quecksilbermasse zu:

46,60
47,41
47,37
45,81
Mi 46,8 mg/Stunde.

Nachdem das Radium mit Blei von 0,75 mm Dicke umhüllt war, fand ich:

46,88
46,91
46,9 mg/Stunde.

Die Differenz liegt innerhalb der Fehler der Versuche.

Die Wärmeproduktion beträgt

$$\frac{46{,}9}{15{,}44} = 3{,}038 \frac{\text{Kal.}}{\text{Stunde.}}$$

Ein Gramm reines *Ra* giebt danach 98,5 Kal./Stunde.

Das Resultat stimmt mit demjenigen [1]) von Herrn J. Precht überein, welcher für 34,1 mg $Ra\,Br_2$ findet die Wärmeentwickelung von 2,085 Kal./Stunde.

Für 50 mg ergiebt das:

$$2{,}085 \times \frac{50}{34{,}1} = 3{,}057 \text{ Kal./Stunde.}$$

Um die Wärmeentwickelung des mit einem dicken Bleibehälter umgebenen Radiumglases zu messen, musste notwendig das innere Glas des Kalorimeters und damit das gesamte Eiskalorimeter ungewöhnlich weit gemacht werden. Mit der Vergrösserung der Oberfläche wachsen aber alle durch äussere Wärmeleitung vorhandenen Störungen, so dass ein solches Kalorimeter in gewöhnlicher Anordnung und zumal während der Sommerzeit für feinere Messungen sehr schwierig zu gebrauchen ist. Ich habe daher folgende Differentialanordnung mit Erfolg angewendet: Zwei derartige einander völlig gleiche Eiskalorimeter stehen nebeneinander in der gleichen Mischung aus feingestossenem (Natur-)Eis und Eisschmelzwasser. Unter jeder Kapillaren steht ein Quecksilbernapf. Die Näpfe werden stets jeder auf einer und derselben Schale der Wage gewogen. Hierbei sind die Störungen der zwei gleichen Kalorimeter möglichst gleich und beeinflussen die Massen der Quecksilbernäpfe um gleichviel, aber immer so, dass die Einstellung der Wage sich dabei nicht ändert, obwohl jeder Napf seine Masse bedeutend ändern kann. Wenn das Radium dann in eines der Kalorimeter gethan wird, zeigt die Gewichtsänderung seines Napfes die ungestörte Wärmeentwickelung des Radiums.

Die inneren Glasbehälter der zwei Kalorimeter waren 4 cm weit. Aussen betrug der Mantel des Kalorimeters 8 cm. Jedes Kalorimeter war in ein Standglas eingekittet und hierdurch mit einem Luftmantel umgeben. In Ermangelung eines genügend grossen Bottichs setzte ich jedes in ein hohes Akkumulatorenglas und beide nebeneinander in eine Kiste. Ein weiter Heber verband die zwei Gefässe und sorgte für die gleiche Höhe des Standes des Schmelzwassers in ihnen. Nachdem die Akkumulatorengefässe frisch mit Eis aufgefüllt waren, musste man 2—3 Stunden warten, bis der Wärmezustand stationär geworden war. Andererseits war das Eis nach etwa 10 Stunden so weit herunter geschmolzen, dass man neu auffüllen musste. Hierdurch war die Versuchsdauer beschränkt.

Der Bleimantel des Radiums war der der Anordnung V Tab. I, S. 169 meiner ersten Arbeit, bot also den Strahlen eine mittlere Bleidicke von 1,92 cm dar. Im Kalorimeter lag dieses Bleigefäss unter Terpentinöl.

Die Resultate sind:

1. Der „Gang" der zwei Kalorimeter in beschriebener Differentialanordnung blieb im allgemeinen unter 5 mg/Stunde und betrug meist nur 1 bis 2 mg/Stunde. Von einer Korrektion deswegen sehe ich ab, weil der „Gang" während längerer Zeit sich nicht linear änderte.

2. Wärmeentwickelung des in Blei gehüllten Radiums:

Unter besonders günstigen Verhältnissen ergab sich:

	mg/Stunde	Versuchsdauer Stunden
1.	89,6	4,4
2.	90,5	8,6
3.	90,3	9,2
Mi	90,1.	

Unter ungünstigen Verhältnissen (grösserer Gang, Störung durch Luftblasen, welche beim Abheben der Näpfe in die Kapillaren getreten waren) sind folgende Resultate erhalten:

	mg/Stunde	Versuchsdauer Stunden
4.	112,3	3,7
5.	85,7	5,4
6.	96,7	8,3
7.	102,8	9,3
8.	77,0	9,3
Mi	94,9	

Diese Messungen führe ich mit auf, um zu zeigen, wie wichtig es ist, dieselben mit besseren Apparaten zu wiederholen. Auch wäre dann Fürsorge zu treffen, dass keine Wärme das Kalorimeter verlassen kann, ohne Eis zu schmelzen. Obwohl ich das innere 4 cm weite Rohr mit einem etwa 20 cm langen Eismantel umgab und durch einen Wattebausch Luft-

1) J. Precht, Ber. d. deutsch. Physik. Ges. (2), **3**, 101, 1904.

strömungen verhinderte, bin ich nicht sicher, dass nicht ein Teil der entwickelten Wärme oben herausgeleitet ist. Ebenso ist es natürlich noch möglich, dass ein Teil der Energie der γ-Strahlen in andere Energieformen als Wärme übergegangen und aus dem Kalorimeter hinausgetreten ist. Aus beiden Gründen ist die zu berechnende Zahl nur eine untere Grenze der Energie der γ-Strahlen.

Der Wert 90 $\frac{mg}{Stde.}$ Einsaugung entspricht einer Wärmeproduktion von $\frac{90}{15{,}44} = 5{,}829 \frac{Kal.}{Stde.}$ Der Bleimantel bringt also eine Vermehrung der Wärmeentwickelung von $5{,}83 - 3{,}04 = 2{,}79 \frac{Kal.}{Stde.}$ hervor. Diese entspricht hauptsächlich den γ-Strahlen, welche mit Blei mehr absorbiert werden, als ohne Blei. Nach den Zahlen Tab. I, S. 169 (erste Arbeit) treten von 11,85 mg $Ra\ Br_2$ aus den den Wänden des Eiskalorimeters äquivalenten 2 mm Blei heraus 22×10^{-14} Amp. hauptsächlich in Form von γ-Strahlen, aus 19,2 + 2 mm Blei treten heraus etwa 2×10^{-14} Amp. Die Differenz von 20×10^{-14} Amp. ist also im Blei absorbiert, während $27{,}9 \times 10^{-14}$ Amp.[1]) γ-Strahlen insgesamt vom $Ra\ Br_2$ ausgesandt werden. Bei 50 mg $Ra\ Br_2$ sind absorbiert $\frac{50}{11{,}85}\ 20 \times 10^{-14}$ Amp., also $8{,}44 \times 10^{-13}$ Amp. Diese Quantenmenge führt also die Energie $2{,}79 \frac{Kal.}{Stde.}$ mit sich oder 1 Coulomb γ-Strahlen hat die Energie $\frac{2{,}79 \times 10^{13}}{3600 \times 8{,}44}$ Kal. $= 9{,}184 \times 10^{8}$ Kal. oder $3{,}85 \times 10^{16}$ Erg.

Da nun 1,62 g $Ra\ Br_2$ 1 g Ra enthält ($Ra = 258$), und da 11,85 mg $Ra\ Br_2$ im ganzen $27{,}9 \times 10^{-14}$ Amp. γ-Strahlen aussenden, so folgt, dass 1 g Ra aussendet an γ-Strahlen:

$$27{,}9 \times 10^{-14} \frac{1000}{11{,}85} \times 1{,}62 = 3{,}815 \times 10^{-11}\ \text{Amp.}$$

Diese γ-Strahlen können eine Wärmemenge entwickeln von:

$$\frac{2{,}79}{3600} \times \frac{27{,}9}{20} \times \frac{1000}{50} \times 1{,}62 = 0{,}03503 \frac{Kal.}{Sekunde}$$

oder $126{,}1 \frac{Kal.}{Stunde}$.

Die Wärmeentwickelung des Radiums wird also im Verhältnis $\frac{100 + 126}{100}$ oder um das 2,26fache vermehrt, wenn auch die γ-Strahlen absorbiert werden.

Hiernach liegt es sehr nahe, auch die 100 Kal., welche man gewöhnlich beobachtet, solchen γ-Strahlen zuzuschreiben, welche im Innern des Radiums entstehen und durch die hohen, dort vorhandenen elektrischen Felder oder die Materie selbst verlangsamt oder absorbiert werden. Nach Obigem sind dazu weniger γ-Strahlen in Anspruch zu nehmen, als herauskommend beobachtet werden.

Eine obere Grenze für die Energie der β-Strahlen von 1 g Ra berechnet sich folgendermassen:

10 mg $Ra\ Br_2$ senden etwa 10^{-11} Amp. β-Strahlen aus.[1]) 1 g reines Ra also $1{,}62 \times 10^{-9}$ Amp. Nehmen wir an: $e/m = 0{,}69 \times 10^{7}$, $v = 2{,}90 \times 10^{10}$, so wird die Energie sicher zu gross, da diese Konstanten den schnellsten und daher energiereichsten β-Strahlen nach den Messungen des Herrn Kaufmann zukommen. Nach Abraham ist die Energie dieser Strahlen jedenfalls kleiner als $\mu r \times v^2$, die Arbeitsleistung also kleiner als:

$$\frac{1{,}62 \times 10^{-10}}{0{,}69 \times 10^{7}} \times 2{,}90^2 \times 10^{20} = 1{,}97 \times 10^{4} \frac{Erg.}{Sek.}$$

$$= 7{,}108 \times 10^{7} \frac{Erg.}{Stde.} = 1{,}70 \frac{Kal.}{Stde.}$$

Die pro Stunde von den β-Strahlen gelieferte Energie ist also jedenfalls kleiner als $1{,}7 \frac{Kal.}{Stde.}$

Es folgt hieraus, dass die γ-Strahlen nicht der Röntgeneffekt der β-Strahlen sein können, da dann die β-Strahlen notwendig mindestens dieselbe Energie besitzen müssten, wie die γ-Strahlen. Sie findet sich aber mindestens im Verhältnis 1,7:126 oder 1:74 kleiner.

Wenn ein Elektron eine Elektrizitätsmenge von 10^{-19} Coulomb enthält, so hat ein γ-Strahl-Elektron eine Energie von mindestens

$$10^{-19} \times 9{,}2 \times 10^{8} = 9{,}2 \times 10^{-11}\ \text{Kal.}$$

oder von $3{,}86 \times 10^{-3}$ Erg. oder $3{,}86 \times 10^{-10}$ Wattsekunden.

$1{,}62 \times 10^{-9}$ Amp. β-Strahlen hatten eine kleinere Arbeitsleistung als $1{,}97 \times 10^{4} \frac{Erg.}{Sek.}$

1 Coulomb β-Strahlen tragen also weniger Energie als $1{,}22 \times 10^{13}$ Erg.

1 Coulomb γ-Strahlen hatte dagegen mindestens $3{,}85 \times 10^{16}$ Erg.

Die Energie eines γ-Elektrons ist demnach mehr als 3200 mal grösser als die des schnellsten β-Elektrons der Messung Kaufmanns.

Die unscheinbaren γ-Strahlen tragen bei weitem die grösste Energie der Radiumstrahlen. Sie tritt in Wirkung, wo der γ-Strahl absorbiert wird, z. B. in Metallen, die dann infolge des Röntgeneffektes die starke photographische Wirkung ausüben, welche ich auf Seite 502 dieser Zeitschrift beschrieben habe, und welche weiter die hohe, hier gemessene Erwärmung erfahren. Wo aber die γ-Strahlen nicht absor-

1) Vgl. meine zweite Arbeit in d. Ann. S. 401.

1) Vgl. W. Wien, diese Zeitschr. **4**, 624, 1903.

biert werden, merken wir nichts von ihrer grossen Energie. Dies ist ein treffliches Beispiel dafür, dass Energien existieren können, von denen wir keine Kunde erhalten, solange sie nicht absorbiert und in Energieformen verwandelt werden, welche unseren Sinnen zugänglich sind.

Durch das Vorstehende dürfte meine Vermutung, dass die γ-Strahlen Kathodenstrahlen einer hohen Grenzgeschwindigkeit, also wohl Lichtgeschwindigkeit sind, an Wahrscheinlichkeit gewinnen.

Das zu den Energiemessungen benutzte, augenblicklich sehr kostbare Radiumpräparat ist mir in liberalster Weise von der Chininfabrik Buchler & Co. zu Braunschweig geliehen worden. Ich spreche der Firma für diese Freundlichkeit auch hier meinen wärmsten Dank aus.

Anmerkung. Zu einer Bemerkung von Herrn J. A. Mc. Clelland, Phil. Mag. Vol. 8, Juli 1904, Nr. 43, S. 77 über meine 2 früheren Arbeiten kann ich nur sagen, dass der Satz: „In the second paper the author claims to show the existence of negatively charged radium rays which are only slightly deflectable in a magnetic field, but this paper gives no direct proof of the γ-rays carrying a negative charge" mir zu zeigen scheint, dass Herr Mc. Clelland meine Versuchsanordnung missverstanden haben muss. Einen direkteren Beweis von der negativen Ladung giebt es meines Erachtens nicht, als den, dass man den γ-Strahl in Metall absorbiert und zeigt, dass das Metall dadurch negative Elektrizität zugeführt erhält.

(Eingegangen 19. August 1904.)

Physiologische Wirkungen der Radium-Emanation.

Von Ernst Dorn und Friedrich Wallstabe.

Da in einigen Mineralwässern, welche zu Heilzwecken verwendet werden, Radium-Emanation gelöst ist, so ist es immerhin möglich, dass die Emanation bei den Wirkungen dieser Wässer eine Rolle spielt. Wir untersuchten daher, 1. ob die mit dem Wasser in den Magen aufgenommene Emanation einen Einfluss hat, 2. ob das Einatmen derselben den Organismus schädigt.

Zu der ersten Versuchsreihe wurden Kaninchen verwendet. Es wurden Parallelversuche ausgeführt: drei Kaninchen bekamen Leitungswasser, das Emanation absorbiert hatte, zu saufen, während ein Kontrolltier gewöhnliches Leitungswasser erhielt. Destilliertes Wasser wurde nicht verwendet, um die bei letzterem im Darmtraktus eventuell auftretenden osmotischen Erscheinungen zu vermeiden.

Die Sättigung des Wassers mit Emanation geschah in folgender Weise: In drei kleinen Gaswaschflaschen befanden sich Lösungen von verschieden starken Radiumsalzen (zwei französischen Ursprungs, Aktivität 1000 und 240, ferner A. von de Haën, etwa 240 entsprechend). Durch dieselben wurde von der schwächsten zur stärksten ein Luftstrom geblasen, der die Emanation mit sich fortführte, um sie an das Leitungswasser wieder abzugeben, das sich in einer 200 ccm fassenden Flasche befand und das der Luftstrom durchperlte. Damit sich nun möglichst schnell ein stationärer Zustand herstellte, wurde immer dasselbe Luftquantum hindurchgetrieben, was sich mit einer Gummidruck- und Saugpumpe sehr einfach erreichen lässt, wenn die hindurchgepresste Luft wieder angesaugt wird. 20 Minuten lang wurde dieser Kreisprozess ausgeführt, darnach das Gefäss mit Leitungswasser durch einen Gummistopfen luftdicht verschlossen. Notwendig war es, den Tieren dieses so präparierte Wasser in der Weise einzugeben, dass es nicht längere Zeit mit der Atmosphäre in Berührung stand, weil sonst grössere Mengen Emanation hinausdiffundiert wären. In eine Bürette wurden 50 ccm von unten hineingesaugt, so dass das Wasser kaum mit der Luft in Berührung kam, und sofort darauf diese Menge mittels einer vorher in den Magen eingeführten Sonde dem Kaninchen injiziert.

In der Zeit vom 27. April bis 30. Mai 1904 wurden an 20 Tagen den Tieren je 50 ccm verabreicht, und zwar drei Versuchstieren emanationshaltiges Wasser und einem Kontrolltier gewöhnliches Leitungswasser. Während in dieser Zeit zwei Kontrolltiere starben und ersetzt werden mussten, blieben die Versuchstiere völlig gesund, auch zwei Monate nach Beendigung des Versuches war keines der drei Tiere eingegangen. Das sonstige Befinden liess keine schädlichen oder sonst auffallende Wirkungen erkennen, so dass also diese Versuche zu keinem positiven Ergebnisse führten.

Bei den Atmungsversuchen wurde mit weissen Mäusen operiert. Aus einer 10 l fassenden Mariotteschen Flasche floss Wasser in einen gleich grossen, tiefer stehenden Behälter und presste aus diesem die Luft durch ein ziemlich enges Kapillarrohr von 2 m Länge heraus. In kontinuierlichem Strome durchperlte die Luft die drei Radiumsalzlösungen von der schwächsten zur stärksten und gelangte dann in den Käfig der beiden Mäuse, nachdem ihr vorher durch $33\frac{1}{3}$ proz. Schwefelsäure ein Teil der Feuchtigkeit entzogen war. Durch geeignete Wahl der Druckhöhe wurde erreicht, dass in 24 Stunden 15 Liter Luft hindurchgingen und die Emanation in den Käfig hineinführten. Dieser war ein

cylinderförmiges Glasgefäss mit aufgeschliffenem Deckel, der zwei Durchbohrungen hatte — die eine zur Luftzufuhr, die andere zum Luftaustritt —, sein Inhalt betrug 4900 ccm (Radius 10,5 cm).

Am 13. Juni 1904 wurden in diesen Käfig zwei weisse Mäuse gesetzt. Es zeigte sich bald, dass die enge Durchbohrung zur Lufterneuerung nicht genügte, sondern die ausgeatmete Kohlensäure auf dem Boden des Gefässes verblieb und die Tiere Atembeschwerden hatten. Infolgedessen wurde der Gefässdeckel etwas zur Seite geschoben, wodurch natürlich die Intensität der Wirkung beeinträchtigt werden musste. Das Fell der Tiere wurde bald struppig, die Munterkeit liess nach, sie sassen dicht aneinander gedrängt und atmeten schwer. Am 23. Juni traten Zeichen von Entkräftung auf, Fresslust war nicht vorhanden, und am 25. Juni starb die eine Maus, während die zweite noch einen Tag lebte. Bei der Sektion erwies sich die Lunge hyperämisch, der Darm leer und stark aufgebläht. Es war nun noch zweifelhaft, ob nicht der sehr vermehrte Kohlensäuregehalt der Luft im Käfig den Tod der Tiere beschleunigt hatte ausser der eventuell vorhandenen Emanationswirkung.

Unter denselben Bedingungen wie bisher wurde daher ein Parallelversuch ausgeführt. Zwei Tiere bekamen dieselbe Menge Luft, jedoch frei von Emanation, denn sie wurde durch Wasser anstatt durch Radiumlösung getrieben. Vom 1. bis zum 9. Juli dehnte sich dieser Versuch aus, ohne dass an den Tieren irgendwelche Symptome zu bemerken gewesen wären. Bis zum 17. Juli wurde dann noch einmal in alter Weise Emanation in den Käfig getrieben.

Um nun stärkere Wirkungen als bisher erzielen zu können, musste das Glasgefäss bis auf die kleine Öffnung im Deckel fest verschlossen werden. Die beim Atmungsprozess produzierte Kohlensäure wurde durch eine Ätzkalilösung absorbiert. Ausserdem nahmen wir zu den schon benutzten drei Radiumlösungen noch eine vierte (Aktivität 3000) hinzu.

Am 18. Juli begann der in dieser Weise modifizierte Versuch mit den schon seit dem 1. Juli verwendeten beiden Tieren, die aber noch keine Spur einer Schädigung zeigten. Bis zum 27. Juli war kaum eine Veränderung zu bemerken, ausgenommen, dass das Fell struppig wurde. Fresslust und Munterkeit waren vorhanden. Von jetzt an zeigten die Tiere Spuren von Unbehagen, sie hockten dicht beieinander, häufig aufeinander und sprangen, wenn man den Käfig etwas schüttelte, nicht mehr munter umher. Ein Mangel an Fresslust war nicht zu konstatieren. Am Abend des 31. Juli wurden ungefähr 72 Atemzüge in der Minute gezählt, die Tiere frassen noch, in der darauf folgenden Nacht starb die eine Maus. Eine am Morgen des 1. August (9 Uhr) durch die Öffnung im Deckel abgesaugte Luftprobe ergab bei der Analyse mit dem Hempelschen Apparat einen Gehalt von $^1/_2$ Proz. CO_2 und 14,5 Proz. O. An eine Erstickung der Maus ist in diesem Falle nicht zu denken, zumal ja auch das andere Tier noch lebte und, abgesehen von der schon erwähnten Trägheit, sich relativ wohlbefand. Leider wurde verabsäumt, diese Maus andauernd zu beobachten, da nicht erwartet wurde, dass sie schon am Nachmittage gegen 2 Uhr sterben würde. Über die Todeserscheinungen kann daher nichts mitgeteilt werden.

Die Sektion ergab bei dem zuerst verendeten Tier keine Hyperämie der Lungen, im Magen befanden sich geringe Speisereste. Beim zweiten Tier war die Lunge ein wenig hyperämisch, unter der Pleura sah man Blutaustritte in Form von kleinen, nicht deutlich abgegrenzten Flecken. Der Darm enthielt geringe Kotmengen, an der Schleimhaut makroskopisch keine Veränderungen.

Die mikroskopische Untersuchung der Lungen ergab in beiden Fällen das gleiche Resultat. Es handelte sich um eine sehr bedeutende Hyperämie sowohl der grösseren wie kleineren Gefässe, einhergehend mit einer Erweiterung derselben. An einzelnen Stellen fanden sich Hämorrhagien, Blutaustritte in die Lungenbläschen.

Dieser Versuch scheint also das Resultat des ersten zu bestätigen, dass grössere Mengen von Emanation giftig wirken, allerdings muss zugegeben werden, dass im ersten Falle der Mangel an Sauerstoff auch eine Rolle gespielt haben kann.

Da uns nun kürzlich eine Arbeit von Bouchard, Curie, Balthazard[1]) zu Gesicht kam, worin die Wirkung eingeatmeter Emanation studiert wird, so sehen wir uns veranlasst, die Versuche hier abzubrechen und zu veröffentlichen. Die Anordnungen sind etwas von den unsrigen verschieden. In dieser Arbeit wird mitgeteilt, dass schon nach kurzer Zeit, im Maximum 9 Stunden, die Mäuse starben.

Eine solche plötzliche Wirkung der Emanation konnten wir nicht konstatieren, wahrscheinlich weil uns nicht genügend grosse Mengen zur Verfügung standen. Lassen wir nur den am 18. Juli begonnenen Versuch als einwandfrei gelten, so sieht man, dass $1\,^1/_2$ Woche lang die Tiere keine Spur von Übelbefinden zeigten, dann erst traten Krankheitssymptome auf und nach 14 Tagen ziemlich plötzlich der Tod. Jedenfalls aber scheint hierdurch bestätigt zu werden, dass das Einatmen grösserer Mengen von Emanation giftig auf den Organismus wirkt.

Die Versuche wurden im hygienischen In-

1) Comptes Rendus **138**, 1384, 1904.

stitute, die Sektionen im pathologischen Institute ausgeführt. Den Herren Geh. Med.-Rat Prof. Fränkel, Dr. Baumann und Dr. Meyer sei auch an dieser Stelle für die freundliche Unterstützung unser Dank ausgesprochen.

Halle, Physikal. Inst., 7. Aug. 1904.

(Eingegangen 8. August 1904.)

Über das Spektrum des Emaniumlichtes.

Von J. Hartmann.

In dem Spektrum des schwach leuchtenden Emaniums, d. i. des aus Radiumpräparaten abgeschiedenen Emanationskörpers hatte Prof. Giesel[1]) das Vorhandensein von drei Emissionslinien entdeckt, die in etwa gleichen Abständen vom Rot bis ins Blaugrün liegen sollten. Eine genauere Lagenbestimmung war ihm wegen der Lichtschwäche des Spektrums nicht möglich, und ich habe es daher auf seinen Wunsch übernommen, mit den lichtstarken im astrophysikalischen Observatorium vorhandenen Spektralapparaten eine Wellenlängenbestimmung dieser Linien zu versuchen. Die genaue Untersuchung dieses Spektrums schien mir von besonderer Wichtigkeit zu sein, da hier zum ersten Male ein aus wenigen Linien bestehendes Emissionsspektrum, wie man es seither nur glühenden Gasen zuzuschreiben pflegte, in dem bei niedriger Temperatur von einem festen Körper ausgesandten Lichte beobachtet wurde. Auch für die Astrophysik war die Feststellung dieser Erscheinung von Bedeutung, da durch dieselbe möglicherweise neues Licht auf die Deutung der Nebelspektra geworfen werden konnte.

Das mir von Herrn Prof. Giesel freundlichst zur Verfügung gestellte Emaniumbromid ist ein in einem Glasröhrchen eingeschmolzenes weisses Pulver, welches ein im Dunkeln gut sichtbares mattes Licht aussendet; letzteres ist jedoch bedeutend schwächer, als das Licht der schönen Gieselschen Radiumpräparate. Betrachtet man das Glasröhrchen durch ein Prisma, so erkennt man, dass das Licht, wie Giesel schon beobachtet hat, zum grössten Teil von drei Emissionslinien ausgeht.

Ich habe zu den Messungen zwei lichtstarke Spektralapparate angewendet, einen photographischen und einen optischen. Die photographischen Aufnahmen haben eine hinreichend scharfe Wellenlängenbestimmung der brechbarsten Linie ermöglicht. Dagegen ist mir eine Aufnahme der beiden anderen, im schwerer photographierbaren Teile des Spektrums liegenden und ausserdem erheblich lichtschwächeren Linien noch nicht gelungen; ich habe vielmehr deren Messung unter der äussersten Anstrengung des lange Zeit ausgeruhten Auges optisch ausgeführt, und die Wellenlängen dieser beiden Linien sind daher noch ziemlich unsicher. Ich hoffe jedoch, dass mir später mit einem jetzt im Bau befindlichen noch lichtstärkeren Spektrographen auch die Aufnahme dieser Linien gelingen wird.

Die photographischen Aufnahmen ergaben für die brechbarste Linie folgende Wellenlängen:

Plattennummer	Belichtungsdauer	λ	Gew.
$D90$	40 Stunden	4885,3	3
$D91$	76 „	4885,8	1
$D99$	143 „	4885,4	5
		Mittel 4885,4 + 0,1	

Die beste der drei Aufnahmen ist $D99$, auf welcher die Messung mit grosser Sicherheit ausgeführt werden konnte; dagegen ist auf der Platte $D91$ die Linie nur schwach erschienen und kaum zu messen. Ich habe daher bei der Mittelbildung diesen Unterschied durch die beigesetzten Gewichte berücksichtigt.

Besonders beachtenswert ist nun das Aussehen dieser Linie. Dieselbe steht ganz isoliert, bildet also nicht etwa den Kopf oder ein Maximum eines Bandes. Sie ist jedoch nicht schmal und scharfbegrenzt, wie die Emissionslinien verdünnter Gase, sondern sie besitzt eine solche Breite, dass sie zunächst den Eindruck einer bei der geringen Dispersion nicht getrennten Doppellinie machte. Ich habe die Messung auch einmal unter der Annahme, dass die Linie doppelt sei, ausgeführt; man erhält dann für die beiden Komponenten etwa die Wellenlängen 4881,3 und 4889,5. Durch die letzte, schärfste Aufnahme $D99$ wird diese Annahme jedoch nicht gestützt; nach dieser erscheint die Linie vielmehr als ein ganz gleichmässig leuchtender Streifen von 19,7 AE Breite.

Ausser dieser Linie zeigen die Aufnahmen noch ein äusserst schwaches kontinuierliches Spektrum, welches vielleicht bei $\lambda = 4760$ noch eine kaum sichtbare linienartige Aufhellung, sonst aber bis zu seinem Ende bei λ 3600 weiter keine Linie enthält.

Die photographisch aufgenommene, brechbarste Linie ist auch nach der optischen Beobachtung die Hauptlinie des Spektrums. Bezeichnet man ihre optische Intensität mit 10, so ist die der zweiten Linie etwa 6 und die der dritten 1. Zwei an verschiedenen Tagen ausgeführte Messungsreihen ergaben für die beiden letzteren Linien:

	Linie 2	Linie 3
Reihe 1	$\lambda = 5294$	5911
„ 2	5306	5907
	Mittel 5300	5909

1) Giesel, Über den Emanationskörper (Emanium). Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. **37**, S. 1696, 1904.

Die Unsicherheit dieser Werte ist etwa ± 6 bezw. ± 10 *AE*. Über die Natur und das Aussehen dieser beiden Linien konnte wegen ihrer Lichtschwäche nichts Näheres ermittelt werden.

Das Spektrum des Emaniumlichtes besteht hiernach aus den folgenden Linien:

Linie	Intensität	λ
1	10	4885,4 ± 0,1 *AE*
2	6	5300 ± 6
3	1	5909 ± 10.

Soviel ich bis jetzt feststellen konnte, ist dieses Spektrum völlig neu, es hat weder mit dem kürzlich von Ramsay[1]) veröffentlichten Funkenspektrum der Emanation, noch mit dem Spektrum des Radiums oder eines anderen bekannten Elements eine Ähnlichkeit. Auch in den Spektren der Himmelskörper hat eine Linie von der Wellenlänge 4885,4 niemals eine hervorragende Rolle gespielt; dass bei $\lambda = 4885{,}6$ eine auch in der Chromosphäre vorhandene Eisenlinie liegt, kann hier natürlich nicht in Betracht kommen. Insbesondere sei noch bemerkt, dass die drei Linien im Spektrum der Nebel nicht vorkommen, wie sich ja auch das Aussehen der Hauptlinie des Emaniums ganz wesentlich von den scharfen Nebellinien unterscheidet.

Gerade diese Form der Emaniumlinie hat mich jedoch auf den Gedanken gebracht, dass möglicherweise eine Beziehung dieses Spektrums zum Spektrum der neuen Sterne bestehen könne, und auch in den von mir gefundenen Wellenlängen der Emaniumlinien scheint eine solche Beziehung vorhanden zu sein. Die weitere Ausführung dieses Gedankens behalte ich mir vor bis zum Abschluss der geplanten Fortsetzung der Untersuchung des Spektrums nach Fertigstellung des lichtstärkeren Apparates.

1) Proc. R. Soc. **73**, 470, 1904; Comptes Rendus **138**, 1388, 1904; Jahrbuch der Radioaktivität, 1, 127, 1904.

Potsdam, Astrophysik. Observatorium, 4. Aug. 1904.

(Eingegangen 6. August 1904.)

Ein einfacher Apparat zur Untersuchung der Nebelbildung und über Anordnung der Nebelkerne bei der elektrischen Spitzenentladung.

Von H. Rebenstorff.

Untersuchungen über Nebelbildung unter Mitwirkung von Kernen verschiedenster Entstehung sind einerseits mit einem Dampfstrahl in nicht zu staubreicher Luft (R. v. Helmholtz, Richarz, Lenard u. a.), andererseits mit geschlossenen Apparaten durch Entspannung verdichteter, feucht gesättigter Gase ausgeführt worden (Aitken, Kiessling, C. T. R. Wilson, J. J. Thomson u. a.). Für die Reaktion des Dampfstrahles müssen Kerne in grosser Zahl vorhanden sein, während ihr Vermögen, Wasser zu kondensieren, nur gering zu sein braucht, da man im Dampfstrahl über hohe Grade der Übersättigung verfügt. Die Entspannung feuchter Luft macht hingegen selbst einzelne Nebelkerne bemerkbar, und zwar auch dann, wenn deren Kondensationsvermögen die geringsten Werte hat. C. T. R. Wilson zeigte, dass von einem bestimmten, hohen Grade der Übersättigung an eine Nebelbildung an Kernen stattfindet, die stets in der Luft vorhanden sind und dass dieser Übersättigungsgrad derselbe ist, bei dem — dann in viel reichlicherer Weise — Nebelbildung in von Röntgenstrahlen durchsetzter Luft erfolgt.

Die Apparate, in denen bisher durch Belastung mit Wasser die Ionen einzeln sichtbar gemacht wurden, lassen diesen Vorgang in recht kleinen Glasgefässen stattfinden. Thomson weist an kritischen Stellen hierbei darauf hin, dass die quantitativen Ergebnisse an grösseren Apparaten dieselben seien. Durch die geringe Ausdehnung der Räume werden indessen einige Einzelheiten der Erscheinungen verdeckt, wie durch den zweiten Teil dieser Mitteilung klargestellt werden soll.

Grössere Apparate, in denen das Wiederverschwinden der Nebeltröpfchen langsamer vor sich geht, die zugleich ziemlich einfacher Konstruktion sind und auch Demonstrationen gestatten, habe ich mit Hilfe dichter Kollodiumballons hergestellt. Ein vom bisher beschriebenen etwas abweichendes Verfahren der bequemen Herstellung dieser Ballons wurde früher mitgeteilt.[1]) Es wird im nächsten Sitzungsbericht der naturw. Ges. Isis zu Dresden erneut dargestellt; an dieser Stelle sind auch die Eigenschaften der Kollodiummembran beschrieben worden.

Steckt man das Glasrohr, an dem sich ein Kollodiumballon von seiner Herstellung her befindet, durch einen Gummistopfen, schiebt hierauf den Ballon in die Mündung einer Flasche mit Bodentubus und drückt den Stopfen fest, so hat man nach Eingiessen von etwas Wasser durch den Bodentubus und festem Verschliessen desselben einen Apparat für zahlreiche Nebelversuche (Fig. 1). Durch Eintreiben von Luft in den Ballon verdichtet man auch die Luft in der Flasche. Bei wiederholtem Entspannen bildet sie so oft Nebel, als noch Kerne hierzu vorhanden sind. Durch Herabsinken des Nebels wird die Luft frei von Kernen. Sie bildet dann, wenn nicht irgendwie neue Kerne in der Flaschenluft entstehen, erst beim Verstärken

1) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. von Poske **16**, 31, 1903.

Fig. 1.

des Grades der Entspannung von einem bestimmten Werte an die von Wilson entdeckten regenschauerartigen Kondensationserscheinungen.

Wilson gab den Betrag der Entspannungen durch das Verhältnis der Luftvolumina $\frac{v}{v'}$, nach und vor der adiabatisch erfolgenden Ausdehnung an. Spontane Tröpfchenbildung fand statt, wenn $\frac{v}{v'}$ mindestens gleich 1,25 war.[1]) Beim Nebelapparat mit Ballon misst man die Entspannung durch das Verhältnis $\frac{p'}{p}$ der Drucke vor und nach der adiabatischen Ausdehnung. Gleich wirksam sind Entspannungen, für die die beiden verschiedenen Verhältnisse durch die Poissonsche Gleichung:

$$\frac{p'}{p} \propto \left(\frac{v}{v'}\right)^k$$

verbunden sind.

Zur Feststellung des Druckverhältnisses der Entspannung, welche beim Ballonapparate spontan Tröpfchen entstehen lässt, wird auf dem Glasrohr des Ballons (Fig. 2) das Rohr r mittels eines Schlauchstückes angebracht, dessen freies Ende durch den Gummistopfen s zu verschliessen ist. Die Seitenrohre a und b führen zu einem Quecksilbermanometer, bez. zur Luftpumpe, die hier natürlich zur Verdichtung dient. Die beiden Flaschenstopfen sind verschnürt, in das weite Glasrohr des Ballons ist ein durchlöcherter Pappcylinder geschoben, um Ventilschlüsse durch die Ballonwand beim schnellen Entspannen zu vermeiden. Nach Erhöhung des Druckes durch Eintreiben von Luft in den Ballon wartet man mit der manometrischen Feststellung desselben bis zum thermischen Ausgleich. Die schnelle Entspannung bis auf Atmosphärendruck geschieht durch Abnehmen des Stopfens s. Besondere Versuche (a. a. O.) zeigten, dass die Ballonwände selbst Drucken von 1—2 mm Wassersäule nachgeben, so dass der Druck auf beiden Seiten der Kollodiumhaut als gleich anzunehmen ist.

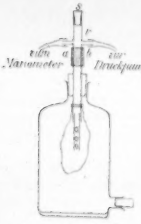


Fig. 2.

Durch allmähliche Vergrösserung der plötzlichen Entspannung wurde nun beim Barometerstande von 750 mm festgestellt, dass Tröpfchenbildung eintrat, wenn der voraufgehende Überdruck 22,5 cm betrug. War der Druck noch 1 cm stärker gewesen, so entstand schon eine recht dichte Wolke von schnell fallenden Tröpfchen. Einzelne Kerne zeigten sich andererseits fast stets schon bei Entspannungen, die einem Überdrucke von 24 cm oder sogar etwas darunter folgten.

Berechnet man nach der obigen Gleichung das Volumverhältnis $\frac{v}{v'}$, das dem Druckverhältnisse $\frac{p'}{p} = \frac{75 + 25{,}5}{75}$ entspricht ($k = 1{,}405$), so erhält man $\frac{v}{v'} = 1{,}232$, was der Angabe Wilsons sehr nahe kommt.[1])

Da bei Entspannungen, die dem Grenzwerte des Druckverhältnisses $\frac{100{,}5}{75} = 1{,}34$ für spontane Tröpfchenbildung entsprechen, dichte Nebelbildung stattfindet, wenn die Flasche Röntgenstrahlen ausgesetzt wird, so kann man wohl auch die spontane Tröpfchenbildung Ionen zuschreiben, die etwa von radioaktiven Stoffen in der Flaschenluft oder auf den Gefässwänden herrühren.

Die momentane Übersättigung der Luft infolge der plötzlichen Entspannung, die dem Druckverhältnis 1,34 entspricht, ist eine sehr bedeutende. Da die Abkühlung nach Berechnung bis auf $-5{,}5^0$ (bei 18^0 Anfangstemperatur) herabgeht, so ergiebt sich bei Berücksichtigung der Volumenzunahme der Dampfdruck gleich nach der Expansion gleich dem 4,34 fachen des Sättigungsdruckes.

Natürlich kann der Druck nur soweit ge-

1) Proc. of the Cambridge Philosoph. Soc. **8**, 1895. Hier ist der Grenzwert zu 1,258; in späteren Arbeiten zu 1,25 angegeben.

1) Das Druckverhältnis $\frac{75 + 26{,}5}{75}$ ergiebt $\frac{v}{v'} = 1{,}240$.

steigert werden, als es die Grösse des Ballons zulässt. Benutzt man Flaschen, die nicht grösser als ein Liter sind, so kann man mit Ballons von 400—500 ccm die Entspannung so gross machen, dass man anstatt des aus grösseren Tröpfchen bestehenden Schauers dichte, langsam sich senkende Nebel erhält. Die durch zahlreiche Vorgänge entstehenden Kerne (elektrische Spitzenentladung, Erhitzung, Belichtung, Chemikalien) haben ein grösseres Kondensationsvermögen als freie Ionen, so dass man bei der Untersuchung der Nebelbildung durch sie mit entsprechend abgeänderten Apparaten mit Ballons auskommt, die nur die durch ein 1,34 etwas übersteigendes Druckverhältnis bestimmte Entspannung als höchste Leistung zulassen.

Bei Demonstrationen lässt man den die Tröpfchen sichtbar machenden Lichtkegel einer Projektionslampe schräg aufwärts durch den unteren Teil der etwas erhöht auf dem Tische stehenden Flasche gehen. Die Lampe wird hierzu hinter den Tisch auf den Fussboden gestellt und der Lichtkegel durch vorn unter die Lampe geschobene Klötze so gerichtet, dass er über die Köpfe der Zuhörer hinweggeht.

Kommt es nicht auf genauere Messung des Druckverhältnisses an, so kann man anstatt der Kollodiumballons auch solche aus Gummi benutzen, am besten etwas grössere als die zu Luftballons verwendeten. Ist die Wandstärke gering, so ist der durch die Elastizität der Gummihaut bedingte Fehler der Druckmessung nur klein. Der Druck innerhalb des aufgetriebenen Ballons ist nicht unbedeutend grösser als der Druck um ihn herum in der Flasche, aber bei der Entspannung ist im ersten Augenblicke nach deren Vollzug der Druck der entspannten Luft kleiner als der Atmosphärendruck, da der Ballon sich noch weiter zusammenzieht. Der Unterschied der an Apparaten mit Kollodium-, sowie mit dünnwandigen Gummiballons gemessenen Überdrucke, nach deren Aufhebung gleichstarke Tröpfchenbildung eintrat, betrug weniger als 1 cm Quecksilbersäule.

Die Benutzung eines in der Flaschenluft befindlichen Gummiballons ist deswegen nicht einwandfrei, weil durch Verdunstung und Oxydation von Dämpfen aus dem Gummi Nebelkerne gebildet werden könnten. Man setze deshalb den Ballon in eine halb mit Wasser gefüllte Flasche mit Bodentubus, die umgekehrt zwischen Stativringen Aufstellung erhält. In Fig. 3 ist eine solche Flasche B mit Gummiballon mit der Beobachtungsflasche A verbunden. B wird zweckmässig recht hoch im Verhältnis zum Durchmesser genommen. Beim Entspannen sinkt das Wasser dann ohne zu sprühen herab. Besonders ist durch seitliches Neigen des beide Flaschen tragenden Stativs dafür zu sorgen, dass im Verbindungsrohre v nicht ganze Tropfen

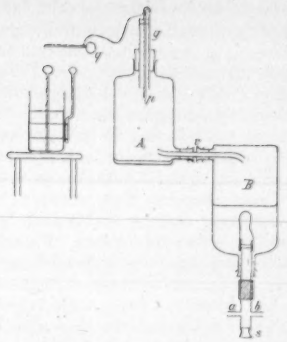


Fig. 3.

Wasser bleiben, die sonst beim heftigen Durchströmen der Luft zu Millionen von Nucleis zerstäubt werden. Auch auf dem Boden von A darf nur wenig Wasser sein. Die Druckmessungen am Manometer sind natürlich mit einer Korrektion wegen der Wasserhöhe in B zu versehen. Hat der Apparat einige Zeit gestanden, so sind Tropfen auf den Wänden von A durch Neigen zum Zusammenlaufen zu bringen.

Von Beobachtungen, die mit Apparaten dieser Art gemacht wurden, seien solche über das Verhalten von Nebelkernen mitgeteilt, die durch elektrische Spitzenentladung entstehen. Wilson[1]) hatte in seinen Apparaten Nebelbildung durch elektrischen Wind gesehen, wenn Entspannungen von dem Betrage der spontane Tröpfchenbildung hervorrufenden Druckänderungen stattfanden. Es wurde hierbei auf ein Anwachsen der Kerne geschlossen, denn die Nebelbildung trat auch bei kleineren Entspannungen (um 4—5 cm Druckhöhe) auf, wenn die Spitzenentladung eine kurze Zeit vorher stattfand.

Setzt man in den Stopfen der Flasche A ein weites Glasrohr g (Fig. 3), das in seiner Achse einen mit Siegellack überzogenen Messingdraht enthält, der oben mit Siegellack eingefügt ist und unten die Platinspitze p besitzt, so kann man schon durch Entspannungen nach Druckerhöhungen um 2 cm Quecksilbersäule regelmässig Nebelbildungen durch elektrischen Wind bemerken. Die Druckflasche B war bei diesen Versuchen mit einem Kollodiumballon versehen. Sie stand natürlich aufrecht. Durch eine hinreichende Zahl von Entspannungen waren alle Nebelkerne aus der Flaschenluft entfernt worden. Da das Ausströmen grösserer Elektrizitätsmengen Kerne so massenhaft her-

1) Proc. Roy. Soc. **192**, 439, 1899.

vorrief, dass deren Beseitigung sehr langwierig war, so wurde mit dem Ende des Zuleitungsdrahtes die Probekugel q beweglich verbunden und dieser durch Annäherung an die Belegungen einer isoliert aufgestellten Leydener Flasche kleine Elektrizitätsmengen zugeführt.

Die durch elektrischen Wind entstehenden Nebelkerne besitzen ungleiches Kondensationsvermögen, da die durch Aufhebung von 2 cm Überdruck entstehenden Nebelmassen nur geringe Ausdehnung haben, während grössere Entspannungen oft die ganze Flasche mit dichtem Nebel erfüllen, der sich erst nach einer Anzahl von niederschlagenden Entspannungen nicht wieder bildet. Die Kerne grösseren Kondensationsvermögens treten unweit der Spitze zuerst auf und zeigen längere Zeit haufen- und streifenähnliche Bildungen, die durch das Wogen der Flaschenluft hin und her getrieben und schliesslich zerteilt werden. Viel zahlreicher sind die Kerne geringeren Kondensationsvermögens, die nur bei stärkeren Expansionen (nach 8—10 cm Überdruck) und zwar auch in grösseren Abständen von der Spitze sichtbar werden.

Hat man nach Herstellung von etwa 9 cm Überdruck die durch den thermischen Ausgleich in Bewegung gesetzte Flaschenluft wieder zur Ruhe kommen lassen, so sieht man bei gleichzeitiger Vornahme von Entspannung und Annäherung der Probekugel zum Überspringen eines kleinen Funkens oft interessante Formen der Nebelmassen. Beim Einströmen geringer Mengen negativer Elektrizität entstehen regelmässige Ringe, die durch gegenseitige Abstossung der im Lichtkegel der Intensivbeleuchtung einzeln sichtbaren Tröpfchen sich beim Herabsenken erweitern. In wirbelnder Bewegung scheinen diese Ringe zunächst nicht zu sein. Sie scheinen aus einer Halbkugel hervorzugehen, von der oft eine dünne Schicht mit einem Kern aus dichter stehenden Tröpfchen genau in der Mitte zurückbleibt. Der Ring bewegt sich schneller abwärts als die Mitte, so dass diese durch den Ring hindurch bis über ihn gelangt, wo sie bisweilen eine sehr schöne, nach oben konvexe Halbkugel mit einem dichteren mittleren Kern bildet. Die Wandstärke dieser Halbkugel erscheint so klein, als ob alle Tröpfchen genau in der gewölbten Fläche lägen. Bisweilen bildete sich am Rande des Ringes eine bei der Abwärtsbewegung des Ringes zurückbleibende cylindrische Hülle. Hörte man, dass auf die Probekugel mehrere Fünkchen in schneller Folge übersprangen, so treten mehrere Ringe dicht hintereinander auf. Diese seltsamen Bildungen entstehen nur, wenn die Spannung auf den Belegungen der Flasche den zur Spitzenentladung nötigen Grenzwert nur wenig übertrifft. Ist dieselbe zu gross, so erblickt man nur einen Kegel von Nebelmasse, in dessen Achse eine heftige Bewegung nach dem Flaschenboden erfolgt. Die Ableitung der den Boden bedeckenden Wasserschicht zur Erde rief keine veränderten Erscheinungen hervor.

Strömt positive Elektrizität in kleinen Mengen aus der Spitze, so entstehen bei gleichzeitiger Entspannung im Umkreise um die Spitze und etwas unterhalb derselben Streifen von Nebel in verschiedener Zahl (5—8) und ungleichen Abständen, als ob Gruppen von Kernen von der Spitze auf der Oberfläche eines stumpfwinkligen Kegels fortgesprüht würden. Auch diese Streifen entfernen sich während des Herabsinkens nach aussen voneinander, ihre oberen Enden sind oft wie der Rand eines Kelches nach aussen herabgebogen.

Ich füge hinzu, dass die Bildungen nicht immer gleich nach dem Einfügen eines Rohres mit frischer Platinspitze wie beschrieben waren, sondern bisweilen erst am andern Tage; vielleicht hängt dies mit der Wasserbenetzung der Spitze zusammen. Eine feine Nähnadel gab als Spitze nur die positiven Anordnungen. Störend wirkten Wassertropfen auf dem Glasrohr; von hier schienen dann während des Ausströmens aus der Spitze ebenfalls nebelkernbildende Entladungen auszugehen. Ringbildung durch negatives Einströmen wurde auch bemerkt, wenn die Entspannung einige Sekunden nach dem Einströmen stattfand. Die Ringe waren ebenda, wo sie etwa bei gleichzeitiger Entspannung nach Verlauf der gleichen geringen Zeit gewesen wären.

Nicht selten, besonders bei unregelmässiger Ringbildung infolge von etwas zu grossem Potential senkte sich hinter den sich senkenden Nebelmassen ein von der Spitze abrinnender dünner Faden von Nebel herab, als ob die Spitze einige Zeit kernbildende Eigenschaften bewahrte. Vielleicht war dies aber nur eine Wirkung der von der Oberfläche des mit Siegellack überzogenen Drahtes nachfliessenden Elektrizität.

Bei allmählicher Entladung der Leydener Flasche hörten die Nebelbildungen durch positive Elektrizitätszufuhr früher auf als durch negative, entsprechend der Verschiedenheit der zur Spitzenentladung erforderlichen Potentiale.

Dresden, im Juni 1904. K. S. Kadettenkorps.

(Eingegangen 29. Juni 1904.)

Über die Funkenentladung in Flüssigkeiten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Karl Przibram.

Gegenüber der umfangreichen Litteratur über die Entladung in Gasen liegen bisher verhältnismässig wenig Arbeiten über die Entladung in

Flüssigkeiten vor. Namentlich scheint eine Untersuchung einer grösseren Zahl von chemisch-reinen Substanzen auf ihre elektrische Festigkeit und deren Abhängigkeit von der chemischen Konstitution noch zu fehlen. Die folgende Tabelle beansprucht nicht, diese Lücke auszufüllen, lässt aber doch, wie mir scheint, gewisse Gesetzmässigkeiten erkennen. Als Elektrizitätsquelle diente ein Funkeninduktor; die ganz in die Flüssigkeit eintauchenden Elektroden waren ein bis auf wenige Millimeter in Glas eingeschmolzener Platindraht und eine Kreisscheibe mit isolierter Zuleitung. Die Zahlen bedeuten die grösste erreichbare Funkenlänge in Millimetern, die der ersten Kolumne für positive, die der zweiten für negative Spitze (positive resp. negative Funken) und stellen nur rohe Mittelwerte vor. Die Substanzen wurden knapp vor dem Versuche destilliert und ihr Siedepunkt kontrolliert.

Tabelle.

Substanz	Formel	Funkenlänge positive	Funkenlänge negative
Pentan	C_5H_{12}	24—25	8—9
Hexan	C_6H_{14}	23	8
Heptan	C_7H_{16}	22	8
Oktan	C_8H_{18}	10—11	7—8
Benzol	C_6H_6	13	9—10
Toluol	C_7H_8	13	9
Xylol, Ortho-	C_8H_{10}	8—9	8
Xylol, käuflich., Gemisch der 3 Isomeren	C_8H_{10}	9—10	8—9
Cumol	C_9H_{12}	7—8	7—8
Cymol	$C_{10}H_{14}$	5—6	5—6
Chlorbenzol	C_6H_5Cl	30	18
Brombenzol	C_6H_5Br	30	19
Jodbenzol	C_6H_5J	27	18
Anilin	C_6H_7N	30	11
Ortho-toluidin	C_7H_9N	18	11
Monomethylanilin	C_7H_9N	17	14
Dimethylanilin	$C_8H_{11}N$	7	6
Diäthylanilin	$C_{10}H_{15}N$	18	18
Methylalkohol	CH_4O	2	2—3
Äthylalkohol	C_2H_6O	42	42
Propylalkohol	C_3H_8O	45—47	45—47
Butylalkohol	$C_4H_{10}O$	47	50
Amylalkohol	$C_5H_{12}O$	44—45	50
Äthylbromid	C_2H_5Br	4	4
Äthyljodid	C_2H_5J	30	30
Chloroform	$CHCl_3$	60	38
Aceton	C_3H_6O	49	69
Methyläthylketon	C_4H_8O	49	56
Acetylaceton	$C_5H_8O_2$	8	5—6
Essigsaures Äthyl	$C_4H_8O_2$	26	26
Methylbutyrat	$C_6H_{12}O_2$	30	32
Safrol	$C_{10}H_{10}O_2$	10—12	8—10
Isosafrol	$C_{10}H_{10}O_2$	12—14	12
Methyleugenol	$C_{11}H_{14}O_2$	14	14
Methylisoeugenol	$C_{11}H_{14}O_2$	24	22
Brom	Br_2	6—9	6—7

Die Tabelle lehrt folgendes:

1. In einer homologen Reihe nimmt die Funkenlänge mit wachsendem Molekulargewicht ab, und zwar für die längeren positiven Funken rascher als für die negativen, so bei den Kohlenwasserstoffen der Paraffin- und Benzolreihe, ferner bei Anilin und Orthotoluidin. Bei den Alkoholen werden die Verhältnisse durch die grosse Leitfähigkeit der niederen Glieder, die der Bildung langer Funken entgegenwirkt, kompliziert, vergl. die auffallend kurzen Funken in Methylalkohol.

2. Eintritt eines Halogenatoms oder der NH_2-Gruppe bewirkt bei Benzol eine bedeutende Verlängerung, namentlich der positiven Funken.

3. Auch Sauerstoffverbindungen scheinen längere Funken zu geben als die entsprechenden Kohlenwasserstoffe (Amylalkohol und Pentan), und zwar sind in ihnen die negativen Funken gerade so lang wie die positiven oder sogar beträchtlich länger.

Alle untersuchten organischen Flüssigkeiten geben bei der Entladung eine grössere oder kleinere Menge Gas, und zwar nicht nur beim Durchschlagen, sondern auch wenn nur ein Büschel oder auf die Spitze beschränktes Glimmen auftritt. Die Gasentwickelung findet hier nicht wie bei der Elektrolyse nur an den Elektroden, sondern längs der ganzen Entladungsbahn statt, wie man in auffallender Weise in Glyzerin zeigen kann. In dieser Flüssigkeit erhält man zwischen einer Spitze und einer Scheibe schöne positive und negative Büschel. Infolge der grossen Zähigkeit verbleiben die gebildeten feinen Gasblasen minutenlang an ihrem ursprünglichen Platze und lassen so, dicht aneinander gereiht, den Verlauf des Büschels bis in seine feinsten Verästelungen verfolgen.

Dieses aus lauter Bläschen bestehende, fein verästelte, bei jeder Entladung um neu hervorschiessende Zweige vermehrte Büschel bildet ein sehr hübsches Demonstrationsobjekt.

(Eingegangen 10. Juli 1904.)

Bemerkung zu der Arbeit von Herrn G. Seibt „Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie“.[1]

Von J. Zenneck.

Herr Seibt kommt in dieser Arbeit zu dem Resultat, dass durch seine Betrachtung „der direkt gekoppelte Sender als ein Spezialfall auf den induktiv gekoppelten zurückgeführt“ sei.

Nun hatte ich in Band 4, 657, 1903 dieser Zeitschrift ebenfalls das Verhältnis zwischen direkter und induktiver Schaltung besprochen und dort das Folgende angegeben: „Setzt man

1) Diese Zeitschr. 5, 452, 1904.

die Differentialgleichungen einmal für die direkte Schaltung . . . und dann für die entsprechende induktive Schaltung . . . an, so sieht man unmittelbar, dass die beiden Fälle nahezu Identisches ergeben. Der einzige Unterschied ist der: zu dem Glied, welches bei der induktiven Schaltung die wechselseitige Induktion („magnetische Koppelung") zwischen Kondensatorkreis und Sendersystem (Sender, Sekundärspule, Ansatzdraht) ausdrückt, kommt bei der direkten Schaltung noch ein Glied hinzu, das von der „galvanischen Koppelung" herrührt".

Vernachlässigt man, wie Herr Seibt es thut, alle Glieder, welche den Widerständen proportional sind, so fällt die galvanische Koppelung und damit „der einzige Unterschied" zwischen beiden Schaltungsarten weg. Das Resultat des Herrn Seibt ist also nicht neu, sondern war in meiner Mitteilung schon enthalten.

Darauf ist übrigens auch schon von anderer Seite aufmerksam gemacht worden. Z. B. schreibt L. Mandelstam (diese Zeitschrift **5**, 245, 1904): „Dr. Zenneck hat darauf hingewiesen, dass kein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Schaltungsarten besteht. In den nachfolgenden Zeilen findet sich diese Behauptung für eine beliebige Koppelung bestätigt."

F. Braun (diese Zeitschrift **5**, 193, 1904): „Ich habe für die Art, die Energie auf den Sender zu übertragen, die „Koppelung mit der Antenne" drei verschiedene Formen angegeben: 1. die als induktive Erregung bezeichnete . . ., 2. die sogenannte direkte Schaltung . . . und 3. die Kombination beider . . .; alle drei Anordnungen kommen prinzipiell auf das gleiche hinaus (J. Zenneck, diese Zeitschr. **4**, 656, 1903).

Strassburg i/Els., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 19. August 1904.)

Die Grundhypothesen der Elektronentheorie.

Von M. Abraham.

Die Elektronentheorie, diese aussichtsvollste Weiterbildung der Maxwellschen Elektrodynamik, geht von den folgenden allgemeinen Voraussetzungen aus:

A. In dem von Materie und Elektrizität leeren Raume gelten die Maxwell-Hertzschen Gleichungen. Dieselben postulieren ein Bezugssystem, in dem ebene elektromagnetische Wellen nach allen Richtungen mit der gleichen Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec fortschreiten; auf dieses Bezugssystem bezogene Bewegungen bezeichnet sie als absolute Bewegungen.

B. Die Elektrizität besteht aus diskreten positiven und negativen Teilchen, die „Elektronen" genannt werden. Diese sind es, welche die Wechselwirkung der Materie und des Äthers vermitteln.

C. Jeder elektrische Strom ist ein Konvektionsstrom bewegter Elektronen. Die Dichte des Konvektionsstromes ist das Produkt aus der Dichte der Elektrizität und ihrer absoluten Geschwindigkeit. Der Konvektionsstrom erregt das gleiche magnetische Feld, wie der äquivalente Leitungsstrom der Maxwell-Hertzschen Theorie.

Aus den Hypothesen *A*, *B*, *C* folgen die Feldgleichungen, die bei gegebener Verteilung und Geschwindigkeit der Elektrizität das elektromagnetische Feld bestimmen. Zu ihnen tritt noch eine Aussage über die Kraft, die bei gegebenem Felde auf ein von Elektrizität erfülltes Volumelement wirkt:

D. Die elektromagnetische Kraft setzt sich additiv zusammen aus den Kräften, die im elektrischen Felde auf die ruhende, und im magnetischen Felde auf die bewegte Elektrizität wirken.

Diese vier Aussagen stellen die allgemeinen Grundhypothesen der Elektronentheorie dar.[1] Jede Untersuchung, die auf ihnen fusst, und nur eine solche, wird als in den Rahmen der Elektronentheorie fallend zu bezeichnen sein.

Die an Kathodenstrahlen beobachteten Erscheinungen lassen sich auf Grund von *D* deuten, wenn man die elektromagnetische Kraft des äusseren Feldes als äussere Kraft betrachtet, und den in den Kathodenstrahlen angenommenen freien negativen Elektronen eine träge Masse μ_0 zuschreibt. Andererseits haben die Grundhypothesen *A*, *B*, *C*, *D* zu der Konsequenz geführt, dass diese Masse, wenigstens zum Teile, aus dem vom Elektron selbst erregten Felde resultiert. Die Versuche von W. Kaufmann haben gezeigt, dass bei grossen Geschwindigkeiten die elektromagnetische Masse des Elektrons von wesentlichem Einflusse wird.

In meinen Untersuchungen[2] habe ich der Dynamik des Elektrons eine Form gegeben, welche geeignet ist, die Versuche Kaufmanns auf rein elektromagnetischer Grundlage zu erklären. Dabei habe ich, neben den allgemeinen Grundhypothesen der Elektronentheorie, folgende spezielle Hypothesen eingeführt:

E. Die elektromagnetischen Kräfte des äusseren und des vom Elektron selbst erregten Feldes halten sich an dem Elektron im Sinne der Mechanik starrer Körper das Gleichgewicht.

1) Vergl. H. A. Lorentz, Encykl. der mathem. Wissensch., Bd. V2, Heft 1.

2) M. Abraham, Ann. d. Phys. **10**, 105, 1903.

F. Das Elektron ist einer Formänderung überhaupt nicht fähig.

G. Es ist eine Kugel mit gleichförmiger Volum- oder Flächen-Ladung.

Die Hypothese F ist dabei als Bedingungsgleichung im Sinne der Hertzschen Mechanik aufzufassen. Sie nötigt keineswegs dazu, von Kräften zu reden, welche die Volumelemente des Elektrons zusammenhalten; im Gegenteil, sie besagt, dass solche Kräfte niemals Arbeit leisten können, und macht daher die Einführung solcher Kräfte überflüssig.

Auf Grund der Hypothesen A, B, C, D, E, F lässt sich die Dynamik eines Elektrons beliebiger Gestalt rein elektromagnetisch entwickeln. Das Verhalten des Elektrons im einzelnen aber ist wesentlich von seiner Form abhängig. Ich habe die Untersuchung auch auf ellipsoidische Elektronen von unveränderlicher Gestalt ausgedehnt; es ergab sich, dass die Translationsbewegung eines solchen Elektrons nur in Richtung der grossen Achse stabil ist. Ein abgeplattetes Rotationsellipsoid kann sich nicht parallel der Rotationsachse bewegen; der kleinste Anstoss würde es zum Umschlagen bringen.

Auf Grund der Hypothesen A bis G habe ich die elektromagnetische Bewegungsgrösse des Elektrons berechnet. Ich habe allgemein gelehrt, aus dieser die elektromagnetischen Massen, die longitudinale und die transversale, abzuleiten. Die für die letztere erhaltene Formel stellt die Ablenkungsversuche Kaufmanns mit befriedigender Genauigkeit dar.

Nun steckt sich aber die Elektronentheorie ein weiteres Ziel; sie beansprucht, die elektrischen und die optischen Eigenschaften der Körper in ihrer Gesamtheit zu umfassen. Die Optik durchsichtiger, der Maxwellschen Relation genügender Körper wird in die Elektronentheorie durch Annahme quasielastischer Kräfte eingeordnet, welche die Elektronen in ihre Gleichgewichtslagen zurückziehen. Die Dispersion der Körper wird durch Einführung der trägen Masse der Elektronen gedeutet, welche im Verein mit jenen quasielastischen Kräften die Existenz von Eigenschwingungen bedingt. Das schwingende Elektron stellt das einfachste Bild eines leuchtenden Punktes dar; der Zeeman-Effekt in seiner normalen Form zeigt, dass dieses Bild für eine grosse Zahl von Spektrallinien der Wirklichkeit entspricht. Die Geschwindigkeit der Elektronenschwingungen ist dabei so gering, dass die Veränderlichkeit der Masse nicht in Betracht kommt. Die Hypothesen E, F, G kommen daher nicht ins Spiel, solange als der Körper selbst ruht.

Anders liegt die Sache in der Optik bewegter Körper. Die Aberrationserscheinungen zeigen, dass das universelle Bezugssystem (vergl. A) die Umlaufsbewegung der Erde um die Sonne nicht mitmacht. Wie kommt es, dass trotzdem die elektrischen und optischen Vorgänge, die sich an der Erdoberfläche abspielen, keinen Einfluss der Erdbewegung erkennen lassen? Diese Frage hat H. A. Lorentz untersucht. Er hat gezeigt, dass das Fehlen eines Einflusses erster Ordnung in dem Quotienten $\beta = 10^{-4}$ aus Erdgeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit mit den Grundhypothesen A bis D der Elektronentheorie sehr wohl vereinbar ist.[1])

Das negative Ergebnis von Versuchen, deren Empfindlichkeit geeignet war, einen Einfluss zweiter Ordnung zu entdecken, bereitet der Elektronentheorie bedeutende Schwierigkeiten. In zwei Arbeiten[2]) hat H. A. Lorentz diese Schwierigkeiten zu überwinden gesucht. In der zweiten der zitierten Arbeiten stellt er ein System von Hypothesen auf, welches geeignet ist, von allen negativen Versuchsergebnissen Rechenschaft zu geben:

H. Infolge der Erdbewegung erfahren die Körper eine gewisse Kontraktion parallel der Bewegungsrichtung.

Diese Hypothese erklärt das negative Resultat des Interferenzversuches von Michelson. Sie erklärt auch das Fehlen eines Kräftepaares auf einen schief zur Bewegungsrichtung der Erde gestellten geladenen Kondensator, das Trouton und Noble vergebens zu entdecken versucht haben.

Man kann die Hypothese H plausibel machen, indem man die Molekularkräfte als elektrische Kräfte deutet.

I. Die quasielastischen Kräfte, welche die Elektronen an ihre Gleichgewichtslagen binden, erfahren infolge der Erdbewegung die gleiche Änderung, wie die elektrischen bezw. die molekularen Kräfte.

Die Hypothese I kann man gleichfalls plausibel machen, indem man die quasielastischen Kräfte ihrerseits als elektrische Kräfte betrachtet.

Um das Fehlen einer durch die Erdbewegung bedingten Doppelbrechung im Ruhezustande isotroper Körper, welches die Versuche von Lord Rayleigh und D. B. Brace ergeben haben, zu erklären, genügt es für solche Körper, welche der Maxwellschen Relation genügen, zu den Hypothesen A, B, C, D, H die Hypothese I hinzuzufügen. Für dispergierende Körper hingegen, bei denen die Trägheit der Elektronen ins Spiel kommt, ist eine Doppelbrechung infolge der Erdbewegung nur dann ausgeschlossen, wenn die longitudinalen und transversalen Trägheitskräfte in derselben Weise abgeändert

1) H. A. Lorentz, Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895.

2) H. A. Lorentz, K. Akad. van Wetensch. te Amsterdam 1899, S. 507 und 1904, S. 809.

werden, wie die quasielastischen Kräfte. Das ist nach H. A. Lorentz der Fall, wenn der Dynamik der im Innern der bewegten Materie schwingenden Elektronen folgende Hypothesen zugrunde gelegt werden:

E bleibt bestehen.

An Stelle von *F* und *G* tritt:

K. Das im Ruhezustande mit gleichförmiger Volum- oder Flächen-Ladung erfüllte Elektron plattet sich bei der Bewegung ab, indem sein der Bewegungsrichtung paralleler Durchmesser im Verhältnis $\sqrt{1-\beta^2} : 1$ verkürzt wird. Es wird ein sogenanntes Heaviside-Ellipsoid. Für ein solches Ellipsoid hat H. A. Lorentz die elektromagnetische Bewegungsgrösse berechnet, aus der sich nach meinen Methoden ohne weiteres die beiden Massen ergeben. Er findet die longitudinale Masse $\mu_l = \mu_0 \cdot (1-\beta^2)^{-3/2}$, die transversale Masse $\mu_r = \mu_0 \cdot (1-\beta^2)^{-1/2}$. H. A. Lorentz zeigt, dass seine Formel für die transversale Masse mit den Versuchen Kaufmanns nicht erheblich schlechter stimmt, als die meinige.

Da andererseits auf Grund von *K* das Verhältnis der transversalen und longitudinalen Masse sich gleich $(1-\beta^2)$, auf Grund von *F G* aber gleich $(1-{}^4/_5\beta^2)$ ergiebt, bei Vernachlässigung von Gliedern vierter und höherer Ordnung, so würde *F, G*, an Stelle von *K* in das Lorentzsche Hypothesensystem eingeführt, eine Doppelbrechung von der Ordnung ${}^1/_5\beta^2 = 2 \cdot 10^{-9}$ für solche Körper ergeben, für deren optisches Verhalten die Trägheit der Elektronen massgebend ist.

H. A. Lorentz bemerkt schliesslich, dass auch für Körper mit Molekularbewegung jeder Einfluss der Erdbewegung fortfällt, wenn als letzte Hypothese hinzugenommen wird:

L. Die Massen der Moleküle sind elektromagnetischer Natur.

Wir wollen jetzt die Hypothese *K* genauer erörtern. H. A. Lorentz trägt dieselbe mit aller Zurückhaltung vor; er geht nicht so weit, dieselbe als wahrscheinlich hinzustellen. In der That, es erheben sich gegen diese Hypothese die schwerwiegendsten Bedenken.

Beschleunigt man ein solches Elektron, so wird seine Abplattung vermehrt; es muss also gegen die elektrischen Kräfte Arbeit geleistet werden. Während für das undeformierbare Elektron die Zunahme der Energie gleich der von den äusseren elektrischen Kräften geleisteten Arbeit ist, findet das hier nicht mehr statt; die Energiezunahme bei einer Geschwindigkeitsvermehrung ist grösser, als die Arbeit der äusseren Kräfte.

Die konsequente Verfolgung der Hypothese *K* zwingt also dazu, neben den inneren elektromagnetischen Kräften noch andere, nicht elektromagnetische, innere Kräfte anzunehmen, welche im Verein mit jenen die Form des Elektrons bestimmen. Diese würden dann bei der Kontraktion die erforderliche Arbeit leisten, die zusammen mit der Arbeit der äusseren Kräfte der Steigerung der elektromagnetischen Energie des Elektrons äquivalent ist. Solange man nicht angiebt, nach welchem Gesetz diese Kräfte wirken sollen, ist das Hypothesensystem *A, B, C, D, E, K* unvollständig.

Die Unvollständigkeit des Hypothesensystems bedingt es, dass man der Stabilität eines diesen Hypothesen gehorchenden Elektrons nicht sicher ist. Die Bewegung eines abgeplatteten Rotationsellipsoids von unveränderlicher Form parallel seiner Rotationsachse ist, wie oben erwähnt, instabil. Es fehlt der Nachweis, dass jene nicht elektromagnetischen Zusatzkräfte die Bewegung des deformierbaren Ellipsoids stabil machen.

Die Notwendigkeit der Einführung nicht elektromagnetischer Kräfte zeigt, dass die Hypothese des deformierbaren Heaviside-Ellipsoids, obwohl mathematisch in gewisser Weise einfacher, doch physikalisch weit komplizierter ist, als die Hypothese des starren kugelförmigen Elektrons. Jene versagt in der That manchen Fragen gegenüber, auf welche diese eine ganz bestimmte Antwort giebt. Ich erwähne nur die von P. Hertz[1]) aus den Hypothesen *A* bis *G* gezogene Folgerung, dass das Elektron durch endliche Kräfte beliebig nahe an die Lichtgeschwindigkeit, ja bis zur Lichtgeschwindigkeit, gebracht werden kann. Die Versuche von F. Paschen[2]) zeigen, dass in der Strahlung des Radiums negative Elektronen enthalten sind, die ein weit grösseres Durchdringungsvermögen und weit geringere Ablenkbarkeit besitzen, als die raschesten der von Kaufmann untersuchten β-Strahlen. Hier scheint die Lichtgeschwindigkeit wirklich nahezu, wenn nicht ganz, erreicht zu sein. Es treffen sich die Wege, welche die mathematische und die experimentelle Forschung, unabhängig von einander, eingeschlagen haben. — Die Hypothese *K* hingegen versagt gegenüber der Frage nach Erreichung der Lichtgeschwindigkeit durchaus.

Aus allen diesen Gründen wäre es höchst voreilig, wenn man die Hypothesen *F, G* ohne weiteres zu Gunsten der Hypothese *K* aufgeben wollte. Selbstverständlich ist die Dynamik des Elektrons, wie jede physikalische Theorie, der fortlaufenden Prüfung durch das Experiment unterworfen. Es ist zu hoffen, dass die Versuche, die W. Kaufmann jetzt mit unermüd-

1) P. Hertz, Diese Zeitschr. **5**, 109, 1904. Untersuchungen über unstetige Bewegungen eines Elektrons. Inauguraldissertation. Göttingen 1904.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. **14**, 164 und 389, 1904.

licher Ausdauer wieder aufnimmt, weitere Aufschlüsse geben werden.

Die Frage, ob und wieso ein Einfluss der Erdbewegung auf die elektrischen und optischen Erscheinungen an der Erdoberfläche sich nicht entdecken lässt, ist zur Zeit noch keineswegs spruchreif. H. A. Lorentz selbst hat wohl kaum gemeint, sie durch Aufstellung des Hypothesensystems *H, I, K, L* endgültig zu lösen. Er hat wohl nur zeigen wollen, dass das Fehlen eines bemerkbaren Einflusses nicht unbedingt gegen die allgemeinen Grundhypothesen *A B C, D* der Elektronentheorie spricht, sondern dass diese Hypothesen sich mit anderen widerspruchsfrei so kombinieren lassen, dass der Einfluss der Erdbewegung bei allen beobachtbaren Erscheinungen fortfällt.

Sollte auf dem Gebiete der Kathoden- und Becquerelstrahlung sich die auf den Hypothesen *A* bis *G* fussende Dynamik des Elektrons auch weiterhin bewähren, hingegen eine durch die Erdbewegung bedingte Doppelbrechung dispergierender Körper von der Ordnung 10^{-9}, die aus diesen Hypothesen im Verein mit *H*, folgt, nicht zu konstatieren sein, so bleiben noch verschiedene Möglichkeiten offen.

In Anbetracht unserer mangelhaften Kenntnisse über die Molekularkräfte liegt es nahe, die Hypothese *H* aufzugeben bezw. abzuändern. Ist es doch bisher keineswegs gelungen, die Molekularkräfte in ruhenden Körpern in befriedigender Weise elektrisch zu deuten.

Auch die Natur der angenommenen quasielastischen Kräfte, welche die Elektronen in ihre Gleichgewichtslage ziehen sollen, ist uns unbekannt. Ihre Deutung auf elektromagnetischer Grundlage würde die elektromagnetische Theorie der Spektrallinien ergeben. Eine solche Theorie besitzen wir leider nicht; wir sind demnach sehr weit davon entfernt, die optischen Eigenschaften ruhender Körper auf Grund der Elektronentheorie vollkommen zu verstehen. Die Hypothese *I* schwebt daher vollständig in der Luft, sie ist der Abänderung sehr wohl fähig.

Man hat bei der Abwägung der Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Hypothesen im Auge zu behalten, dass die Vorstellungen über die Natur der Molekularkräfte bezw. der quasielastischen Kräfte noch weit weniger geklärt, und der experimentellen Prüfung weit weniger zugänglich sind, als die Vorstellungen über die Beschaffenheit des freien negativen Elektrons. Man wird daher eine Theorie, welche das Verhalten des freien negativen Elektrons richtig beschreibt, welche sich aber nicht in befriedigender Weise in eine auf den Hypothesen *H, I* fussende Optik bewegter Körper einordnet, nicht aufzugeben geneigt sein. Eher wird man die Hypothesen *H, I* derart zu modifizieren suchen, dass eine Übereinstimmung mit der Gesamtheit der Beobachtungen erzielt wird.

Im neunten Paragraphen meiner Arbeit über die Dynamik des Elektrons [1]) habe ich Formeln für die Energie- und Impuls-Strahlung aufgestellt, die von einem rasch bewegten und gleichzeitig beschleunigten Elektron entsandt wird. Neuerdings habe ich die ausführliche Ableitung dieser Formeln nachgetragen [2]) und ihre Bedeutung für die Theorie des bewegten leuchtenden Punktes erörtert. Bei diesen Untersuchungen wird, wie ich mehrfach ausdrücklich betont habe, das Elektron als Punktladung betrachtet, was bei Berechnung der Strahlung unter gewissen Bedingungen gestattet ist. Die Resultate dieser Untersuchungen sind demnach unabhängig von jeder Hypothese über die Beschaffenheit des Elektrons; sie fussen ausschliesslich auf den Grundhypothesen *A* bis *D* der Elektronentheorie. Die Verfolgung des Lorentzschen Ansatzes und jedes mit ihm übereinstimmenden, muss daher bezüglich der Strahlung zu genau identischen Ergebnissen führen, es sei denn, dass Überlegungsfehler, etwa Verstösse gegen das Dopplersche Prinzip oder fehlerhafte Anwendungen des Poyntingschen Satzes, dabei unterlaufen.

Es wäre dringend zu wünschen, dass die auf dem Gebiete der Elektronentheorie schriftstellernden Autoren, dem Beispiele von H. A. Lorentz folgend, in klarer und unzweideutiger Weise von den Hypothesen Rechenschaft geben mögen, die ihren Untersuchungen zu grunde liegen, anstatt ihre unklaren Ausführungen nachträglich als „hypothesenfrei" hinstellen zu wollen. Eine Abweichung in den Endresultaten derartiger „hypothesenfreier" Theorien hat sich zuweilen auf mangelnde Sorgfalt des betreffenden Autors zurückführen lassen. Autoren, die sich nicht einer klaren Darlegung ihrer Grundhypothesen und einer sorgtältigen Entwicklung der aus denselben abgeleiteten Folgerungen befleissigen, können nicht beanspruchen, weiterhin einer ernsten Beachtung gewürdigt zu werden.

1) l. c. S. 153. Die gleichen Formeln sind, wie ich bemerke, unabhängig von O. Heaviside, Nature **67**, p. 6, gefunden worden.

2) Ann. d. Phys. 14, S. 273, 1904.

Edinburgh, d. 28. Juli 1904.

(Eingegangen 30. Juli 1904.)

Über die Wärmeabgabe glühender Fäden durch Leitung und Konvektion.

Von L. W. Hartmann.

Der Charakter und die Grösse der Ausstrahlung eines schwarzen, auf eine bestimmte Temperatur erhitzten Körpers sind lange der Gegenstand sorgfältiger Untersuchung gewesen; wenig oder nichts aber ist bekannt in betreff

der Menge der Energie, welche durch Leitung und Strömung verloren geht, wenn ein Draht oder dgl. bis zu einer gegebenen Temperatur erhitzt wird. Dass diese Menge von wissenschaftlicher und technischer Wichtigkeit ist, braucht hier nicht betont zu werden. In der vorliegenden Arbeit ist deshalb diese Seite des Problems untersucht worden.

Als „schwarze Körper", die für diesen Zweck sich besonders empfahlen, wurden mir von Herrn Professor Nernst Stifte in verschiedener Grösse, die aus einem Teig von Platinschwamm gepresst waren, gütigst zur Verfügung gestellt. Nachdem diese Stifte getrocknet waren, wurden sie in einer Knallgasflamme bis zur Weissglut erhitzt. An die Enden jedes Stiftes waren Stücke von Silberdraht gelötet, damit der Körper zwischen einem Paar von Elektroden aufgehängt werden konnte. Die Leitungen zu denselben gingen durch einen Rheostaten zu einer Akkumulatorenbatterie von 70 Volt. Dann wurde ein langsam wachsender Strom durch die Stifte geschickt, bis Weissglut erreicht war. Dieser Prozess wurde wiederholt, bis die Oberfläche jedes Stiftes durchaus dieselbe Helligkeit zu haben schien. Nach der Abkühlung zeigten diese Körper eine gleichmässige Oberfläche. Um den Strom zu messen, der durch die Platinstifte fliesst, war ein geaichtes, in 0,02 Amp. eingeteiltes Ampèremeter in den Stromkreis eingeschaltet. Ein Normalvoltmeter in Verbindung mit den Polen des vorher erwähnten Stativs diente dazu, die Spannung zwischen den Enden der Stifte zu messen. Wenn man die Länge jedes Stiftes kennt, kann man die Leistung pro Centimeter Länge durch diese beiden Messungen bestimmen. — Bei der ersten Reihe von Messungen, um die Temperatur dieser Stifte im erhitzten Zustande zu bestimmen, wurde ein Wanner-Pyrometer benutzt. Dieses Instrument, welches in seinen Einzelheiten an anderer Stelle beschrieben ist[1]), besteht hauptsächlich aus einem auf einem Stativ montierten Photometer mit polarisierenden Nicolschen Prismen. Unter dem Objektiv des Beobachtungsteleskops des Pyrometers ist ein kleines Metallkästchen angebracht, das ein rechtwinkliges Prisma und eine kleine Glühlampe enthält. Letztere wurde von einer zum Instrument gehörenden 6-Volt-Batterie mit konstantem Strom gespeist. Das Licht dieser Lampe wird von dem Prisma reflektiert und fällt auf eine Oberfläche von mattgeschliffenem Glas, welche die eine Hälfte des Feldes des Pyrometerteleskops beleuchtet; die andere Hälfte des Feldes wird beleuchtet von der Lichtquelle, deren Temperatur gesucht wird. Beim Gebrauch des Instruments wurden die beiden Lichtfelder auf gleiche Helligkeit eingestellt und die Ablesung auf der graduierten kreisförmigen Skala wurde notiert. Mittels dieser Ablesung findet man die ihr entsprechende Temperatur in einer zu dem Instrument gehörenden Tabelle. Dabei wurden ein zu 0,001 Amp. geaichtes Ampèremeter und ein verschiebbarer Rheostat in den Kreis der Lampe eingeschaltet.

Nachdem die Platinstifte dem Pyrometer gerade gegenüber aufgehängt waren, wurde der Strom geschlossen und die Temperaturen wurden mit wachsendem Strom gemessen. Diese Messungen wurden mit jedem Stifte mehrfach wiederholt, um zu sehen, ob die Temperatur der Stifte bei konstanter Leistung sich änderte. Unter obigen Bedingungen zeigte sich die Temperatur innerhalb der Beobachtungsfehler konstant. Bei der Wiederholung dieser Messungen zeigte sich jedoch, obgleich die so gefundenen Temperaturbestimmungen konstant blieben, der Verdacht, dass das Pyrometer die Ablesungen für Temperaturen zu niedrig angab. Um diesen Zweifel zu beseitigen, wurde folgende Methode der Temperaturbestimmungen benutzt. Ein Platinofen, ähnlich dem von Herrn Professor Nernst beschriebenen[1]), wurde in horizontaler Lage auf einem Stativ befestigt, und in die Mitte dieses Ofens wurde ein Stück Magnesiumoxyd, das ein Thermoelement einschliesst, gelegt. Beim Erhitzen des Ofens mit einem bestimmten Strom war nach kurzer Zeit eine konstante Temperatur erzielt, und dann wurde die E.M.K. des Thermoelements mittels eines geaichten Millivoltmeters gemessen. Die Temperaturmessungen des Stückes Magnesiumoxyd, die mittels des Pyrometers und des Thermoelements bestimmt waren, wurden in guter Übereinstimmung miteinander gefunden. Dies zeigt die folgende Tafel, in welcher Θ_T die mit dem Thermoelement und Θ_P die mit dem Pyrometer gefundenen Temperaturen bezeichnet.

Θ_T	Θ_P
900°	904°
1100°	1108°
1187°	1190°
1250°	1250°
1450°	1440°
1580°	1574°

Die Stifte wurden dann dem Ofen gegenüber angebracht, und der durch dieselben geleitete Strom wurde geändert, bis die Stifte dieselbe Temperatur wie das Innere des Ofens zu haben schienen. Man bestimmt dies durch die folgende einfache Methode.[2]) Man stellt das Beobachtungsteleskop in einer gewissen Entfernung dem Ofen gegenüber so auf, dass der Platinstift das Magnesiumoxyd als Hintergrund

1) Diese Zeitschr. 1, 226, 1900; 3, 112, 1901; Ann. der Phys. 2, 141, 1900.

1) Nernst, Zeitschr. für Elektrochem. 7, 253, 1900.
2) Vergl. darüber Nernst, diese Zeitschr. 4, 733, 1903.

hat; wenn die Temperatur des Stiftes und des Inneren des Ofens gleich war, verschwand der Stift scheinbar aus dem Gesichtsfelde. Die so durch verschiedene Beobachtungsreihen bestimmten Temperaturwerte für konstanten Leistungsvorrat wurden gleichmässig höher gefunden als die beim Gebrauch des Wanner-Pyrometer erhaltenen, und der relative Fehler bei der Messung der Leistung, welche zur Erlangung einer bestimmten Temperatur notwendig ist, war am grössten im Falle des dünnsten, und am geringsten im Falle des dicksten Stiftes. Dann wurde das Pyrometer selbst vor den Ofen gestellt und die Temperatur des Stiftes mit dem Ofen als Hintergrund und dann die Temperatur des Stiftes **ohne** den Ofen als Hintergrund unter Beibehaltung der übrigen Bedingungen gemessen. Diese beiden Messungen zeigten eine bedeutende Abweichung, obgleich die Bestimmungen der Temperatur des Ofens mit dem Thermoelement und dem Pyrometer in guter Übereinstimmung waren. Die Reihe der so gefundenen Temperaturen wechselte von 900—1400° C., und der Fehler in den für eine bestimmte Temperatur mit dem Pyrometer gemachten Messungen variierte von 20—100 %. Dies ist aus der folgenden Tafel zu ersehen. Der erste Teil wurde mit dem Pyrometer, der zweite nach der vorher erwähnten zweiten Methode gemessen.

Teil I.

Temperaturen —	900° C.	1000° C.	1100° C.	1200° C.	1300° C.	1400° C.
	Watt pro Centimeter gemessen					
Stift I	4,20	5,60	6,55	8,95	11,80	15,30
„ II	3,50	4,40	5,64	7,10	8,92	12,60
„ III	2,87	3,60	4,56	5,87	7,45	9,50
„ IV	2,45	2,93	3,72	4,77	6,03	7,20

Teil II.

Stift I	3,62	4,63	5,73	7,13	9,00	11,30
„ II	2,57	3,20	3,95	4,95	6,20	6,95
„ III	2,18	2,48	3,07	3,70	4,40	5,27
„ IV	1,52	1,87	2,31	2,87	3,46	4,13

Es ist wahrscheinlich, dass man bei der Benutzung kleiner Stifte als Lichtquellen eine Beugungserscheinung hat, welche den oben erwähnten Fehler veranlasst. Wenn man also das Pyrometer von Wanner z. B. zur Bestimmung von Temperaturen der Glühlampen gebrauchen will, so darf man nicht direkt den Faden der Lampe anvisieren, sondern muss etwa, wie oben beschrieben, eine grössere helle Fläche dahinter anbringen.

Mit dem Werte der Temperaturen und der Leistung, welche durch die oben erwähnte zweite Methode erhalten waren, wurden drei Reihen von Kurven für jeden Stift gezeichnet. Diese Kurven zeigten die Beziehung zwischen den Temperaturen als Ordinaten und den Watt, die pro Centimeter Länge als Abszissen erforderlich waren. Von diesen Kurven wurden die Leistungswerte, die pro Centimeter Länge für Temperaturen zwischen 700 und 1600° C. erforderlich waren, genommen, und eine neue Reihe von Kurven wurde wie vorher gezeichnet, indem die Temperaturen als Ordinaten und die Mittelwerte der Leistung in Watt pro Zentimeter Länge als Abszissen genommen wurden. Die so gefundenen Werte der Watt pro Centimeter Länge für bestimmte Temperaturen sind in Tafel I gegeben. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetze wurde die Leistung berechnet, die bei Wärmeabgabe durch Strahlung allein erforderlich wäre, um in schwarzen Körpern Temperaturen gleich den in Tafel I bezeichneten zu erregen. Die Leistung in Watt wird durch die folgende Gleichung ausgedrückt:

$$W = \frac{CO}{k}(T^4 - t^4),$$

wo $C = 1{,}28 \cdot 10^{-12}$ bezogen auf qcm, sec. und Wassergr.[1] = Kalorie, und k ist gleich ein Watt in Wasser-gr. = Kalorie pro sec., nämlich 0,239,[2] und O ist die Oberfläche in qcm. T ist die absolute Temperatur des Körpers, und t ist die Zimmertemperatur, d. h.

$$W = 5{,}355 \cdot 10^{-12} \cdot O(T^4 - t^4).$$

Diese Werte der Leistung ausgedrückt in Watt sind auch unter der betreffenden Überschrift in Tafel I verzeichnet. Der Unterschied zwischen den gemessenen und den durch Rechnung gefundenen Werten für eine bestimmte Temperatur ist die Zahl der Watt, die durch Wärmeleitung und -strömung in der Luft von dem Körper verloren geht. Diese Werte sind in

1) Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik. S. 313, 1901. 9. Aufl.

2) Kohlrausch, l. c. S. 604, 1901. 9. Aufl.

Tafe I.

		Absolute Temperaturen									
		1000°	1100°	1200°	1300°	1400°	1500°	1600°	1700°	1800°	1900°
Stift	Dicke	Berechnete Ausstrahlung in Watt pro Centimeter									
I	0,0690 cm	1,16	1,70	2,40	3,31	4,45	5,87	7,60	9,68	12,17	15,12
II	0,0420 „	0,70	1,04	1,46	2,01	2,71	3,57	4,62	5,89	7,41	9,20
III	0,0275 „	0,46	0,68	0,96	1,32	1,78	2,34	3,03	3,86	4,86	6,03
IV	0,0194 „	0,33	0,48	0,68	0,93	1,25	1,65	2,14	2,72	3,43	4,26
		Watt pro Centimeter gemessen									
		2,26	2,95	3,93	4,92	6,07	7,60	9,60	12,12	15,33	19,25
		1,75	2,26	2,84	3,53	4,29	5,26	6,60	8,25	10,20	12,45
		1,26	1,76	2,23	2,73	3,23	3,91	4,60	5,62	7,00	8,74
		1,05	1,39	1,74	2,12	2,54	3,04	3,64	4,32	5,10	6,10
		Watt pro Centimeter verloren in Luft									
		1,10	1,25	1,53	1,61	1,62	1,73	2,00	2,44	3,16	4,13
		1,05	1,22	1,38	1,51	1,58	1,69	1,98	2,36	2,79	3,25
		0,80	1,08	1,27	1,41	1,45	1,57	1,57	1,76	2,14	2,71
		0,72	0,91	1,06	1,19	1,29	1,39	1,50	1,60	1,67	1,84
		Prozent	Watt pro Centimeter verloren								
		49	43	39	33	27	23	21	20	21	21
		60	54	49	43	37	32	30	27	27	26
		63	61	57	52	45	40	34	31	31	31
		69	65	61	56	51	46	41	37	33	30
		Watt pro mm² verloren in Luft									
		0,51	0,58	0,71	0,74	0,75	0,80	0,92	1,13	1,46	1,91
		0,79	0,93	1,05	1,14	1,20	1,28	1,50	1,79	2,11	2,46
		0,93	1,25	1,47	1,63	1,73	1,82	1,82	2,04	2,48	3,14
		1,18	1,49	1,74	1,95	2,12	2,28	2,46	2,62	2,74	3,02
		Berechnete Wärmeleitung in Watt									
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47
		0,73	0,89	1,06	1,19	1,33	1,52	1,75	1,97	2,21	2,47

dem dritten Teil der Tafel I verzeichnet. Aus diesen Differenzen kann man sowohl den prozentualen Verlust der gesamten dem Körper mitgeteilten Leistung als auch die Watt, die durch Wärmeströmung und -leitung pro qmm Oberfläche verloren gehen, bestimmen. Diese Werte sind in dem 4. und 5. Teil der Tafel I gegeben.

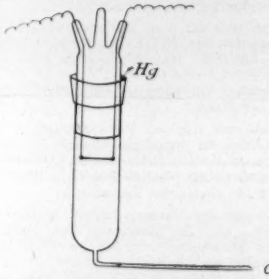
Um den Einfluss eines Vakuums auf die Leistungsmessungen zu bestimmen, wurden eine Anzahl Versuche mit einigen der Stifte, die in einem Gefäss von der in der Figur bezeichneten Form eingeschlossen waren, angestellt. Dieses Gefäss, in welchem sich ein schwarzer Körper befand, wurde dann mit einer Quecksilber-Luftpumpe verbunden und ausgepumpt; dann wurde der Stift zum Leuchten gebracht und das Auspumpen fortgesetzt, bis ein möglichst gutes Vakuum erhalten war. Darauf wurde das Gefäss bei *a* zugeschmolzen. Die so geformte Lampe wurde dann vor dem Platinofen, ähnlich wie in der vorher beschriebenen Weise, aufgestellt, und die Watt- und Temperaturbestimmungen wurden wie vorher gemacht. Nun wurde die Glasspitze bei *a* abgebrochen und Luft eintreten gelassen; darauf wurden die Messungen wiederholt. Zuletzt wurde der Körper aus dem Gefäss entfernt, und dieselben Messungen wurden in der Luft wiederholt. Die Differenz zwischen den letzten beiden Messungen für eine bestimmte Temperatur ergiebt selbstverständlich die Absorption des Glases. Alle die obigen Werte finden sich unter der betreffenden Überschrift in Tafel II.

Bei einem Blick auf Tafel I bemerkt man, dass der Verlust durch Leitung und Konvektion von der Dicke des Stiftes wenig abhängig zu sein scheint; für alle praktische Zwecke sind die verlorenen Watt bis beispielsweise 1600° annähernd gleich der gegebenen absoluten

Tafel II.

		Absolute Temperaturen							
		1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700
Stift	Dicke	Watt pro Centimeter im Vakuum (gemessen) (I)							
II	0,0420 cm	1,07	1,43	1,94	2,60	3,40	4,32	5,43	6,75
III	0,0275 „	0,60	0,87	1,21	1,63	2,13	2,73	3,42	4,30
IV	0,0194 „	0,36	0,50	0,69	0,95	1,27	1,68	2,16	2,76
		Watt pro Centimeter in Luft. Stift im Gefäss (gemessen) (II)							
		1,55	1,95	2,46	3,05	3,83	4,82	5,96	7,30
		1,11	1,44	1,83	2,30	2,79	3,36	4,03	4,76
		0,75	1,02	1,33	1,67	2,04	2,55	2,94	3,50
		Differenz zwischen Watt berechnet und (I) = Wärmeleitung							
		0,49	0,54	0,68	0,75	1,01	1,17	1,29	1,41
		0,23	0,31	0,40	0,59	0,56	0,66	0,71	0,89
		0,09	0,10	0,12	0,15	0,18	0,22	0,25	0,35
		Wattabsorption vom Gefäss							
		0,12	0,15	0,20	0,26	0,32	0,42	0,48	0,55
		0,09	0,12	0,15	0,18	0,21	0,27	0,32	0,35
		0,06	0,08	0,11	0,13	0,16	0,19	0,23	0,31
		Wärmeströmung in Watt							
		0,56	0,68	0,70	0,66	0,57	0,52	0,69	0,95
		0,57	0,77	0,87	0,92	0,89	0,91	0,86	0,97
		0,63	0,81	0,95	1,04	1,11	1,17	1,25	1,25

Temperatur multipliziert mit einer Konstanten. Im Falle von Stift I kann man den Wattverlust bis 1600° ziemlich genau finden durch Multiplikation der absoluten Temperatur mit 0,00115; bei Stift II ist der Verlust = 0,00106 T; bei Stift III = 0,00097 T, und bei Stift IV =



0,000915 T, wo T die absolute Temperatur ist. Der Verlust L eines glühenden dünnen Fadens von der Länge l, der bis zu einer absoluten Temperatur T erhitzt ist, kann also annähernd berechnet werden nach der einfachen Formel

$$L = 0{,}0010\, l\, T \text{ Watt.}$$

Obige Formel liefert zugleich das Resultat, dass bei grösseren Dicken und hohen Temperaturen die Verluste durch Leitung und Konvektion prozentisch geringfügig werden; sie dürfte mindestens in dem Gebiete von 0,1 bis 1 mm Dicke anwendbar sein.

In einer Untersuchung von Fräulein Wassiljewa[1]), in welcher die Wärmeleitung für verschieden dicke Drähte bei solchen Temperaturen, dass die Wärmeströmung fast Null war, bestimmt werden sollte, wurde der Wert der Wärmeleitung pro cm für einen Grad Temperaturdifferenz zwischen dem Drahte und der umgebenden Luft für einen Draht von 0,002 cm Durchmesser gleich $540 \cdot 10^{-6}$ Watt gefunden; für einen zweiten Draht von 0,007 cm Durchmesser wurde die Wärmeleitung für einen Grad Temperaturdifferenz gleich $553 \cdot 10^{-6}$ Watt gefunden. Aus diesen Werten kann man schliessen, dass die Wärmeleitung nahe unabhängig von dem Durchmesser ist. Von dem mittleren Werte dieser Bestimmungen kann man extrapolieren und durch die folgende Formel die Wärmemenge W_L berechnen, die von den vorher erwähnten Stiften durch Leitung in der Luft verloren geht,

$$W_L = 546 \times 10^{-6} \left(1 + \frac{\alpha}{2} T\right) T,$$

wo T die Temperaturdifferenz zwischen dem Stifte und dem Raume und α die Änderung in dem Leitungsvermögen der Luft für einen Grad Temperaturveränderung ist (0,0025). Die so

1) Vgl. darüber die demnächst erscheinende Dissertation.

bestimmten Werte sind in dem letzten Teil der ersten Tafel enthalten. Sie können natürlich nur als grobe Schätzung der Wärmeleitung dienen. Dass diese Werte mit den richtigen nur ungefähr [illegible]umen, kann man sofort durch eine Vergleich[illegible]g mit dem dritten Teil der Tafel I sehen.

Bei den Messungen des ersten Teils von Tafel II ist der Einfluss der Wärmeströmung ausgeschlossen. Die Differenz zwischen diesen Werten, die für die Absorption des Glases korrigiert sind, und den entsprechenden des ersten Teils der Tafel I geben die resultierenden Wärmeverluste in dem benutzten Vakuum. Diese letzteren Werte sind in dem dritten Teil von Tafel II bezeichnet. Wenn man von den Werten der Watt, die in der Luft verloren gehen, die Werte der Watt, die durch Wärmeleitung verloren gehen; abzieht, so erhält man die durch Wärmeströmung verlorenen Watt. Diese Werte sind in dem letzten Teil von Tafel II gegeben. Wegen der starken Störungen durch die Glasabsorption sind übrigens die Vakuumversuche nur zur annähernden Orientierung brauchbar.

Zum Schluss möchte ich meiner Verpflichtung Herrn Professor Nernst gegenüber gedenken, in dessen Laboratorium vorliegende Arbeit ausgeführt wurde. Für die freundliche Überlassung verschiedener privater Apparate sowie für das dieser Arbeit gewidmete rege Interesse und die vielen wertvollen Ratschläge spreche ich ihm an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aus.

(Aus dem Institute f. physik. Chemie a. d. Univ. Göttingen.)

(Eingegangen 28. Juli 1904.)

BESPRECHUNGEN.

A. Werner, Lehrbuch der Stereochemie. gr. 8. XVI u. 474 S. mit 116 Abbildungen. Jena, G. Fischer 1904. M. 10.—.

In dem Wernerschen Buche liegt zum ersten Male ein grösseres Werk über Stereochemie vor, welches sich weit über das Gebiet der Stereochemie des Kohlenstoffs hinauserstreckt. Insofern füllt das Buch in der That eine Lücke in der heutigen chemischen Literatur aus. Hervorgegangen aus Vorlesungen des Verfassers an der Universität Zürich, schildert das Buch in angenehmer Form und bei mässiger Ausdehnung doch ausgiebig den Inhalt des gesamten heutigen Wissens über die Raumstruktur der Verbindungen. Ausser der Stereochemie des Kohlenstoffs, die natürlich bei weitem den meisten Raum einnimmt, wird die Stereochemie des Stickstoffs, der optisch-aktiven Schwefel-, Selen- und Zinn-Verbindungen behandelt und daneben, was für den anorganischen Chemiker von Interesse ist, die geometrische Isomerie bei Molekülverbindungen, für welche ja Werner bekanntlich sehr interessante spezielle Vorstellungen entwickelt hat. Werner spricht für seine Person die Vermutung aus, dass die Valenz der Atome keine gerichtete Grösse sei (S. 15), und hier möchte der Referent nicht unterlassen, auf Boltzmanns Behandlung der Dissoziationserscheinungen im zweiten Bande seiner Gastheorie hinzuweisen, wo eingehend die Konsequenzen solcher ungerichteter Valenzen gezogen werden, die mit den Thatsachen nicht in Einklang zu bringen sind. E. Bose.

(Eingegangen 4. August 1904.)

Berichtigung.

In der II. Mitteilung des Herrn J. J. Taudin Chabot „Eine neue Radiation oder eine neue Emanation“ (diese Zeitschr. 5, 517, 1904) ist im 2. Abschnitt erste Zeile zu setzen statt Lichtfähigkeit des Selens: Leitfähigkeit des Selens.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen wurden der a. o. Professor der Mathematik in Halle, Dr. phil. Hermann Grassmann an die Universität Giessen und der Privatdozent der physikalischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Böttger an das Massachusets Institute of Technology zu Boston.

Ernannt wurden der a. o. Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden Wilhelm Kübler und der a. o. Professor an derselben Hochschule Max Buhle zu o. Professoren, der Privatdozent an der Universität Greifswald und Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut Dr. Theodor Posner zum Professor.

Es habilitierten sich am Polytechnikum in Zürich Dr. Kaufler aus Wien für organische Chemie, an der deutschen Technischen Hochschule in Brünn Dr. H. Ditz für chemische Technologie und an der Technischen Hochschule zu Aachen Dr. S. Kapff für chemische Technologie.

Der Professor der Chemie Julius Wilhelm Bruehl in Heidelberg, und der Professor der Physik Arthur Schuster in Manchester, wurden zu Ehrendoktoren der Universität Cambridge ernannt.

Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg Dr. Paalzow hat seine Lehrthätigkeit aufgegeben.

In Neapel starb am 20. August Emilio Villari, Professor der Experimentalphysik und der Spektroskopie an der dortigen Universität, in Crowborough in Sussex am 17. Juli im Alter von 75 Jahren Dr. Isaak Roberts, einer der Begründer der modernen Himmelsphotographie.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.